Jacques Dubois
Michel Diament
Jean-Pascal Cogné

Géophysique

Cours
et exercices corrigés

4e édition

DUNOD

Illustration de couverture : De gauche à droite : signatures géologique, magnétique et gravimétrique de l'impact météoritique de Vredefort, Afrique du Sud. Ce cratère, qui s'étend sur 250 à 300 km, résulte de l'impact d'une météorite d'un diamètre de 5 à 10 km, il y a 2 milliards d'années. C'est le plus important cratère d'impact identifié à la surface du Globe.

(Merci à L. Carporzen pour la figure d'anomalie magnétique, au centre).

Le pictogramme qui figure ci-contre mérite une explication. Son objet est d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, particulièrement dans le domaine de l'édition technique et universitaire, le développement massif du photocopillage.
Le Code de la propriété intellectuelle du 1er juillet 1992 interdit en effet expressément la photocopie à usage collectif sans autorisation des ayants droit. Or, cette pratique s'est généralisée dans les établissements d'enseignement supérieur, provoquant une baisse brutale des achats de livres et de revues, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée.
Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, de la présente publication est interdite sans autorisation de l'auteur, de son éditeur ou du Centre français d'exploitation du droit de copie (CFC, 20, rue des Grands-Augustins, 75006 Paris).

© Dunod, Paris, 2011
ISBN 978-2-10-056168-1

Le Code de la propriété intellectuelle n'autorisant, aux termes de l'article L. 122-5, 2° et 3° a), d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective » et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale ou partielle faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (art. L. 122-4).
Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles L. 335-2 et suivants du Code de la propriété intellectuelle.

TABLE DES MATIÈRES

Avant-propos VII

Chapitre 1. Notions de base 1

1.1 La notion d'échelle : échelle spatiale et échelle temporelle 2
1.2 La notion de modèle 2
1.3 Modèles et échelles 3
1.4 Notion d'anomalie 4
1.5 La mesure et la précision sur la mesure 5

Chapitre 2. Forme de la Terre et mesures de la pesanteur 7

2.1 Introduction 7
2.2 Notions de base 8
2.2.1 Les densités des matériaux géologiques 8
2.2.2 L'accélération de la pesanteur 9
2.2.3 Unités 12
2.2.4 Le potentiel gravitationnel et le potentiel de pesanteur 13
2.2.5 Surfaces équipotentielles et verticale 15
2.2.6 Géoïde et ellipsoïde de référence 16
2.2.7 Valeur théorique de la pesanteur sur l'ellipsoïde 20
2.2.8 L'effet luni-solaire 20
2.3 Les mesures 23
2.3.1 Les mesures absolues de la pesanteur 23
2.3.2 Les mesures relatives de la pesanteur 26
2.3.3 Les mesures relatives sur des mobiles (navire, avion) 33
2.3.4 La mesure des gradients de la pesanteur 35
2.3.5 La détermination de l'anomalie du géoïde grâce aux satellites altimétriques 36
2.3.6 Mesures depuis l'espace : les missions de gravimétrie spatiale 39
2.4 Les systèmes de positionnement modernes par satellites 41
2.4.1 Les systèmes géodésiques locaux et spatiaux 41
2.4.2 Latitude et longitude 43
2.4.3 Altitude et hauteur ellipsoïdale 43
2.4.4 Le principe du GPS 45
2.4.5 Le GPS différentiel (DGPS) 48
Exercices 49
Corrigés 50

Chapitre 3. Anomalies gravimétriques 51

3.1 Corrections et anomalies gravimétriques 51
3.1.1 Correction et anomalie à l'air libre 52
3.1.2 Correction et anomalie de Bouguer 53
3.2 Isostasie 63

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

3.3 Interprétation 69
3.3.1 Effets de structures simples 70
3.3.2 Effet d'une structure de géométrie quelconque 73
3.3.3 Anomalie régionale et séparation des sources 77
3.3.4 Estimation de la masse par le théorème de Gauss 79
3.3.5 Quelques traitements simples : prolongements et dérivées 81
Exercices 85
Corrigés 88

Chapitre 4. La sismologie 93

4.1 Généralités et rappels 93
4.1.1 Notion de tension, tenseur de contrainte à trois dimensions 93
4.1.2 Principes de la théorie de l'élasticité 95
4.1.3 Propagation d'une onde plane longitudinale 100
4.1.4 Propagation d'une onde plane transversale 101
4.1.5 Vitesse des ondes de compression P dans les milieux terrestres 102
4.1.6 Front d'onde, rais sismiques 103
4.1.7 Réflexion et réfraction des ondes sismiques, ondes coniques 104
4.1.8 Rais sismiques, paramètre du rai 108
4.1.9 Recherche de la loi de vitesse en profondeur 108
4.2 La sismologie 111
4.2.1 Les ondes sismiques, leur enregistrement 111
4.2.2 Les réseaux sismologiques 115
4.2.3 Les séismes 116
4.2.4 La structure du globe grâce à la sismologie 128
4.2.5 La tomographie télésismique 135
Exercices 139
Corrigés 139

Chapitre 5. La sismique réflexion et la sismique réfraction 141

5.1 La sismique réflexion 141
5.1.1 La géométrie des rais 141
5.1.2 La sismique réflexion à terre et en mer 150
5.1.3 Les diverses méthodes de sismique réflexion 162
5.1.4 La sismique 3D 164
5.1.5 La sismique 4D 167
5.2 La sismique réfraction 168
5.2.1 Cas des couches parallèles 169
5.2.2 Cas des interfaces inclinées 173
5.2.3 La sismique réfraction à terre et en mer 174
Exercices 175
Corrigés 176

Chapitre 6. Le géomagnétisme 179

6.1 Définitions et généralités 179
6.1.1 Paramètres et unités 179
6.1.2 Les repères et les éléments du champ géomagnétique 181

6.2 Mesures du champ géomagnétique 184
6.2.1 Les mesures absolues 184
6.2.2 Les mesures relatives 185
6.2.3 Les mesures spatiales 186
6.3 Les variations du champ géomagnétique 188
6.3.1 Les variations temporelles 188
6.3.2 Représentation analytique du champ géomagnétique 190
6.3.3 Morphologie du Champ Principal 192
6.4 Aimantation, archéomagnétisme, paléomagnétisme 198
6.4.1 Les différentes formes d'aimantation rémanente 199
6.4.2 L'archéomagnétisme et le paléomagnétisme 201
6.5 Les anomalies magnétiques et leur interprétation 204
6.5.1 Interprétation des anomalies 207
6.5.2 Les inversions du champ magnétique terrestre 208
6.5.3 Origine du champ interne, la dynamo terrestre 210
6.6 La prospection magnétique 212
6.6.1 Approche qualitative 212
6.6.2 Approche quantitative 215
6.6.3 Réduction au pôle, prolongements vers le haut et vers le bas 219
Exercices 219
Corrigés 221

Chapitre 7. La prospection électrique 223

7.1 Aspect théorique simplifié 223
7.1.1 Principe 223
7.1.2 Étude du cas d'un milieu homogène isotrope 224
7.1.3 Cas d'un milieu inhomogène 227
7.1.4 La résistivité des terrains 228
7.2 Les méthodes de prospection électrique 229
7.2.1 Les différents montages 229
7.2.2 Les méthodes de terrain 231
7.2.3 Étude du problème inverse 232
7.2.4 La méthode des images électriques 234
7.3 Les autres méthodes électriques et électromagnétiques 236
7.3.1 La polarisation spontanée ou (PS ou SP pour *Self Potential*) 236
7.3.2 La méthode tellurique 236
7.3.3 Prospection électromagnétique 236
7.3.4 La méthode magnéto-tellurique MT 237
7.3.5 Le radar 238
Exercices 242
Corrigés 242

Annexe A. Trigonométrie sphérique 243

A.1 Conventions 243
A.2 Formule des cosinus 243
A.3 Formule des sinus 243

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

A.4 Exemples d'application 244
A.4.1 Calcul de la distance entre 2 points sur le globe terrestre 244
A.4.2 Aire du triangle sphérique 245
A.4.3 Calcul de la position du PGV en paléomagnétisme 245

Bibliographie 247

Index 249

AVANT-PROPOS

En novembre 2007, Jacques Dubois nous a quittés après s'être longuement battu avec lucidité, humour et détermination contre la maladie…

Dans cette quatrième version de ce manuel auquel il tenait tant, nous avons conservé la philosophie qui nous avait guidés dans la conception initiale puis dans les versions qui ont suivi.

Comme dans les versions précédentes son contenu correspond à une initiation à la géophysique telle qu'elle nous semble souhaitable dans les cycles universitaires scientifiques au moment où les étudiants sont amenés à faire leur choix dans l'orientation de leurs études supérieures. Le livre s'adresse donc à ceux qui se destinent à des études dans les domaines des Sciences de la Terre et de l'Univers ou de l'Environnement. Il s'adresse également tout particulièrement aux futurs enseignants en Sciences de la Vie et de la Nature comme à ceux qui y enseignent déjà. Seront aussi intéressés ceux qui s'orientent vers les métiers touchant au génie civil, ingénieurs et cadres travaillant sur des chantiers de travaux publics ou d'autre nature. Le succès rencontré dans les précédentes éditions montre en effet que son contenu dépasse le seul domaine des cours universitaires.

Volontairement nous avons tenu à limiter les développements théoriques en insistant sur les concepts et principes de base et en prêtant une attention particulière sur les points qui, de notre expérience d'enseignants en géophysique et en physique du globe dans diverses filières des universités de Paris-Sud (Orsay), Pierre et Marie Curie, Paris 7-Denis Diderot, Rennes et à l'Institut de Physique du Globe de Paris, posent systématiquement problème aux étudiants. Pour chacun des grands domaines abordés, nous donnons aussi des références d'ouvrages plus spécialisés à l'intention de ceux qui souhaiteraient en savoir davantage sur une question donnée.

Dans cette version, nous avons donc retravaillé les différentes sections pour tenir compte des évolutions récentes.

On trouvera donc les chapitres suivants : Les notions de base en géophysique, notions d'échelle, de modèle, d'anomalie, de mesure et de précision sur la mesure ; deux chapitres seront consacrés à le forme de la Terre, au champ de la pesanteur et à l'étude des anomalies gravimétriques et leur interprétation ; les deux chapitres suivants traiteront de la propagation des ondes sismiques et leur application en Sismologie et dans les techniques de sismique réflexion et réfraction ; les deux derniers chapitres traiteront des champs géomagnétique, électrique et électromagnétique.

Dans tous ces chapitres quelques exercices et leurs solutions (regroupées en fin d'ouvrage) illustrent les exposés des méthodes et leurs applications.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Un nombre important de collègues nous a apporté une aide précieuse lors des précédentes éditions : Jean-Luc Blanc, Sylvain Bonvalot, Marie-Noelle Bouin, Katia Burouva, Sébastien Deroussi, Christine Deplus, Hélène Hébert, Guillaume Martelet, Gwendoline Pajot, Hélène Robic, Jacques Ségoufin. Nous avons bénéficié en plus pour cette version des contributions de Clémence Basuyau, Véronique Farra, Alexis Maineult, Isabelle Panet et Eléonore Stutzmann, nous les en remercions chaleureusement ainsi que Dominique Decobecq de Dunod.

Par ailleurs nous avons conservé dans le chapitre sismologie des figures et commentaires extraits du Traité de Géophysique Interne (Tome 1) de Jean Coulomb et Georges Jobert rédigés par Guy Perrier. La section radar repose essentiellement sur la documentation qui nous avait été fournie par Pierre Andrieux.

NOTIONS DE BASE 1

La *Géo-physique*, ou physique de la Terre a pour but d'étudier les propriétés physiques du globe terrestre. Pour cela, le géophysicien se repère dans l'espace et le temps. Les trois mots clefs qu'il a toujours à l'esprit sont : *dynamique, structure et échelles*.

L'objectif principal de la géophysique est de déduire les propriétés physiques et la constitution de la Terre (ou d'autres corps du système solaire), à partir des phénomènes physiques qui leur sont associés, par exemple, le champ géomagnétique, le flux de chaleur, la propagation des ondes sismiques, la force de pesanteur, etc.

On distingue dans cette discipline les méthodes dites *de potentiel* qui reposent sur l'étude des champs de pesanteur, magnétique, électrique d'une part, des méthodes portant sur *la propagation des ondes* d'autre part (sismologie, sismique réflexion, sismique réfraction, radar).

Généralement, on sépare la *physique du globe* de la *géophysique appliquée* pour des raisons d'échelle, mais on distingue aussi ces deux dernières de la *géodynamique* qui s'attache plutôt à l'étude du fonctionnement dans le temps et dans l'espace des systèmes complexes qui interviennent dans la vie de notre planète. Cet ensemble de trois disciplines n'a pas de frontières marquées ; ainsi, la physique du globe, lorsqu'elle s'adresse aux mécanismes internes, se place comme la géodynamique dans des échelles spatiales et temporelles (convection dans le noyau ou dans le manteau, déformations lentes, rhéologie visqueuse, etc.) et à l'intérieur de chacune de ces disciplines la notion d'échelle doit toujours être précisée. On pourra tout aussi bien faire de la microgravimétrie à l'échelle de la parcelle pour y déceler d'éventuelles cavités que de grandes reconnaissances gravimétriques à l'échelle d'une région ou d'un continent, pour y déceler l'existence de structures d'intérêt pétrolier ou préciser la structure de la croûte ou de la lithosphère.

De même la frontière entre la géophysique et la physique des roches n'est pas précisément établie, sinon qu'en physique des roches, on peut opérer au laboratoire, alors qu'en général, le géophysicien n'a pas un accès direct de l'objet qu'il étudie.

Examinons maintenant quelques concepts de base indispensables en géophysique ; les notions d'*échelle* et de *modèle*, puis celles de *mesure* et d'*anomalie*.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

1.1 La notion d'échelle : échelle spatiale et échelle temporelle

Toute étude géophysique se définit dans un espace qui dépend de l'objet d'étude. Les mesures sont quelquefois réalisées de façon continue sur un profil mais généralement elles sont acquises de façon discrète suivant un pas ou une grille choisis en fonction de la résolution souhaitée.

On verra par exemple en gravimétrie et en géomagnétisme que les sources perturbatrices sont d'autant plus superficielles que la longueur d'onde du signal associé est petite. On aura donc une relation entre le pas et le champ d'étude. La finesse de définition de l'objet dépendra de la taille du pas à l'intérieur du champ. En géophysique, ce champ s'étend sur environ 7 ordres de grandeur, depuis l'étude fine (1 à 10 mètres dans le génie civil ou l'archéologie) jusqu'à l'étude globale à une échelle des 10 000 kilomètres, pour un pas d'une dizaine de kilomètres (données satellitaires par exemple).

À ce sujet, évoquons la notion d'*autosimilarité*, cette propriété qui consiste à voir se reproduire un phénomène à différentes échelles, qui implique leur caractère fractal. Nous reviendrons de façon générale sur cette notion de lois d'échelle.

1.2 La notion de modèle

La situation du géophysicien est assez particulière, car il n'a généralement pas accès directement aux objets qu'il étudie. À partir des observations de surface, dans tous les domaines de la géophysique, il va établir une structure théorique, qui rendra compte au mieux, de l'ensemble des observations. Une telle structure s'appellera un *modèle*. Si l'on améliore les mesures, ou si l'on en augmente le nombre, on pourra modifier le modèle de façon à parfaire la ressemblance avec l'observation. Ceci établit une première propriété du modèle, à savoir, qu'il est *améliorable*, autrement dit, qu'il n'a pas une structure définitive.

La deuxième question que l'on peut se poser à son sujet est : existe-t-il une structure différente, qui rendrait aussi complètement compte des observations ? La réponse à cette question est oui, il existe même une infinité (en théorie) de modèles qui pourraient rendre comptes des observations. Cette propriété est désignée sous le terme de *non-unicité* du modèle.

Une troisième propriété est la liaison du modèle à un ou plusieurs paramètres physiques de la structure. En effet, la géométrie d'une certaine variation d'un paramètre (densité, aimantation conductivité électrique, etc.) peut être différente d'un paramètre à l'autre. Lorsque l'on trouve une géométrie semblable des variations de différents

paramètres, on a alors un modèle *multiparamètre*, que l'on dit mieux contraint par rapport aux observations.

Notons toutefois que si on peut théoriquement concevoir une infinité de modèles correspondant à une observation donnée, en réalité le nombre de modèles raisonnables d'un point de vue géologique ou géophysique est relativement restreint.

Exemple

La propagation des ondes sismiques à l'intérieur du globe terrestre montre une certaine homogénéité de la répartition des milieux qui est une répartition sphérique. En effet, à profondeur égale en tout point du globe, on trouve un milieu où la vitesse des ondes P (ou S) est la même. Quelle que soit la source et la station où l'on enregistre l'onde P, à distance épicentrale égale, on observe le même temps de propagation. Dans ces conditions, on peut, par une méthode d'inversion appropriée (voir le chapitre Sismologie, Sismique), trouver la répartition des vitesses des milieux en fonction de la profondeur. Cette structure, donnant la vitesse en fonction de la profondeur, ainsi que ses discontinuités, constitue un modèle de vitesse des ondes P à l'intérieur du globe. Si l'on tient compte maintenant du paramètre *densité*, qui est relié de façon simple à la vitesse des ondes sismiques, on peut calculer le champ gravifique créé par cette structure. Il se trouve que, compte tenu des incertitudes sur les correspondances vitesse densité, moyennant des ajustements sur ce paramètre densité, on peut à l'aide de cette structure, ajuster le champ gravifique théorique au champ observé. Le modèle est donc maintenant *multiparamètre*. En prenant en compte d'autres paramètres, on peut améliorer encore le modèle, en le rapprochant un peu plus de la réalité de l'objet. On obtient ainsi un modèle de Terre qui est d'ailleurs en permanente amélioration, au fur et à mesure que des données nouvelles viennent s'ajouter aux anciennes.

1.3 Modèles et échelles

La notion d'échelle est applicable à celle de modèle. En effet, la géométrie du modèle dépend de l'échelle d'étude.

Ainsi, dans l'exemple précédent, supposons qu'à l'échelle hectométrique, une grande cavité existe sous la surface du sol, où par ailleurs, on connaîtrait le champ de pesanteur théorique correspondant au cas où cette cavité n'existait pas. À petite échelle, les mesures gravimétriques faites en surface, au-dessus de la cavité, vont donner des mesures d'intensité du champ inférieures au champ théorique. Cet écart, entre mesure et valeur théorique, sera défini plus loin sous le terme d'*anomalie* (ici de pesanteur). On pourra raisonner sur cette anomalie de la même manière que dans l'exemple précédent et calculer un modèle de cavité, dans lequel en jouant sur la taille et la position de la cavité, on va calculer son effet en surface. Lorsque l'on aura

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

trouvé une structure qui permettra un ajustement entre anomalie observée et anomalie calculée, on dira que l'on a trouvé un modèle de la cavité (en raison de la propriété de non-unicité des modèles, on dira qu'il n'est pas unique, c'est-à-dire que d'autres structures de géométrie ou de nature (par exemple remplie d'eau ou de sable) différentes pourraient rendre compte aussi des observations).

Toujours dans cette notion d'échelle on distingue les études qui portent sur les propriétés des milieux ou les effets à proximité de la source de celles qui portent sur des milieux ou effets qui en sont éloignés. On parle alors d'études en *champ proche* ou bien d'études en *champ lointain*.

1.4 Notion d'anomalie

L'exemple précédent a permis d'introduire cette notion, que l'on définit comme l'écart entre une valeur mesurée d'un certain paramètre en un point et la valeur théorique de ce même paramètre en ce point. Si ces deux valeurs sont égales, c'est que l'anomalie est nulle. Le calcul de la valeur théorique se fait à partir d'un modèle théorique.

Interprétation des anomalies

Lorsqu'on a calculé une anomalie d'un certain paramètre géophysique, point par point, sur une zone donnée, on commence par la représenter suivant la courbe de son amplitude sur un profil, s'il s'agit de mesures faites le long d'un profil, ou sur une carte, lorsque les mesures ont été faites point par point sur un plan. Dans ce dernier cas, on trace les courbes iso-anomalies, ou *isanomales*, qui sont les courbes de niveau de l'intensité de l'anomalie. Par exemple, une carte topographique est une carte d'anomalies d'altitude par rapport à la surface d'altitude zéro. Les courbes de niveau de cette carte sont les isanomales.

L'étape suivante consiste à chercher un modèle, qui permette de rendre compte de cette anomalie. La forme de la courbe anomalie, profil ou isanomales, nous donne une idée du corps perturbateur. À partir de cette idée, on se donne un corps perturbateur par sa géométrie, sa position par rapport au profil ou à la surface, et un écart du paramètre considéré (densité, susceptibilité magnétique, vitesse des ondes sismiques, etc.) avec l'encaissant. On calcule alors, par un calcul direct, l'effet théorique sur le paramètre considéré le long du profil ou sur la surface. On obtient ainsi l'anomalie produite par le corps perturbateur.

On compare alors cette anomalie théorique avec l'anomalie observée. Deux cas peuvent alors se présenter :

- il y a coïncidence parfaite entre l'anomalie observée et l'anomalie calculée. On dit alors que l'on a trouvé un modèle qui rend compte de l'anomalie observée. Mais

on se rappelle que ce modèle n'est pas unique et que l'on pourrait peut-être en trouver un autre différent, qui donnerait aussi coïncidence entre anomalie calculée et anomalie observée.

- il n'y a pas coïncidence (et c'est le cas le plus fréquent). On examine les points dissemblables et on modifie le corps perturbateur (géométrie, position, valeur du contraste du paramètre avec l'encaissant) et on refait le calcul direct conduisant à une nouvelle anomalie calculée théorique, que l'on compare avec l'anomalie observée. Là encore, deux cas peuvent se présenter... Par itérations successives, on dit que l'on ajuste le modèle jusqu'à ce que les anomalies calculée et observée coïncident.

1.5 La mesure et la précision sur la mesure

Revenons sur ce point qui revêt une importance fondamentale. Comme pour toutes les sciences physiques, la valeur de la mesure et la marge d'incertitude qui lui est liée sont les éléments de base de toute étude géophysique. Une mesure n'a d'intérêt que si l'on connaît la marge d'erreur dans laquelle elle se situe.

On appelle *métrologie* la science qui porte sur la qualité de la mesure. En géophysique où l'on cherche toujours à extraire un signal qui est masqué par du bruit, cette science revêt une importance essentielle.

En effet, une mesure est toujours entachée d'erreurs : erreurs dues à l'appareillage, à l'opérateur, aux autres techniques intervenant, par exemple, dans la réduction des mesures (positionnement, topographie), erreurs systématiques, erreurs aléatoires, erreurs d'échantillonnage, etc.

Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur de l'incertitude que l'on a fait sur une mesure, on procède au *calcul d'erreur*. On peut le traiter avec une approche basée sur le calcul différentiel dans lequel on applique le théorème de la différentielle totale exacte. Cette méthode qui consiste à additionner toutes les erreurs relatives sur les paramètres intervenant dans la mesure, surestime généralement l'erreur totale. Pour cette raison, on a introduit dans le calcul d'erreurs les méthodes de statistique mathématique (impliquant souvent de répéter la mesure[1]) qui permettent de définir des quantités comme l'écart à la moyenne, la variance, l'écart type, l'erreur probable, l'intervalle de confiance, etc.

Rappelons-nous donc de ce principe : toute mesure en géophysique n'a de sens que si on lui attribue une marge d'incertitude. Ainsi, par exemple, on verra que les mesures absolues de la pesanteur sont réalisées au Bureau International des Poids et Mesures à Sèvres avec une précision de $\pm 1\ \mu$Gal. Cela implique une précision relative

1. La répétition des mesures permet également d'éliminer les erreurs grossières éventuelles de manipulation.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

de mesure de $\pm 10^{-9}$. Ce qui correspondrait, par exemple, à mesurer la distance entre Lille et Marseille à un millimètre près. En revanche, lors d'une campagne de gravimétrie en mer, on sera satisfait si la mesure est faite avec une précision de ±1 mGal. La correspondance dans l'exemple précédent est ramenée à un mètre près.

Il est important de distinguer la *résolution* des appareils de mesures et la *précision* des mesures géophysiques.

La résolution des appareils modernes peut être très élevée (nGal sur certains gravimètres relatifs par exemple).

La précision de la mesure sera limitée par la résolution et par d'autres facteurs : erreurs de manipulation, dérives instrumentales, bruits divers (électronique, météorologique, etc.).

Le géophysicien essaie d'obtenir le meilleur rapport signal/bruit dans ses données. Cela passe en général par une phase de « débruitage » des mesures avant leur interprétation. Dans certains cas (sismique par exemple) cela implique des traitements importants sur les mesures.

Enfin, il faut noter que la précision et le nombre de mesures à effectuer sur le terrain vont dépendre de l'objectif à atteindre. Pour des études à hautes résolution, il faudra acquérir beaucoup de données rapprochées et précises. Pour des études à l'échelle du globe, les mesures seront plus espacées.

Un dernier point à considérer est la qualité de la distribution spatiale des mesures. À l'exception des levés aériens ou satellitaires, les mesures sont généralement faites le long de routes ou de profils. La répartition finale des données qui en résulte est souvent très hétérogène. Le géophysicien doit en tenir compte dans ses analyses et interprétations.

Un bon document géophysique doit systématiquement fournir l'information sur la localisation des mesures (là où il n'y a pas de mesures, l'interprétation peut être sujette à caution !).

2 FORME DE LA TERRE ET MESURES DE LA PESANTEUR

OBJECTIFS

Le lecteur trouvera les éléments permettant d'assimiler les définitions et notions de base de la gravimétrie et de la géodésie. Il pourra acquérir des idées précises sur les ordres de grandeur des amplitudes des variations de la pesanteur et du géoïde à la surface du globe et en fonction du temps et sur la manière de les mesurer[1].

2.1 INTRODUCTION

La *gravimétrie* consiste à mesurer, étudier et analyser les variations dans l'espace et dans le temps du *champ de pesanteur* de la Terre et des autres corps du système solaire. Elle est étroitement liée à la géodésie, qui a pour objet l'étude de la forme de la Terre, la mesure de ses dimensions et de ses déformations.

La gravimétrie est l'une des disciplines fondamentales de la géophysique. Son champ d'application couvre différents objectifs, parmi lesquels on peut citer :

- L'étude de la *structure interne* à diverses échelles. En effet, les anomalies de pesanteur ou les anomalies du géoïde s'expliquent par la présence d'hétérogénéités de masse dans le sous-sol, depuis la subsurface jusqu'au noyau ! La gravimétrie est donc utilisée en géophysique appliquée et en physique du globe.
- L'étude de ces anomalies permet également de caractériser le *comportement mécanique de la lithosphère*, développement moderne du concept d'*isostasie* qui caractérise la façon dont la partie externe du globe terrestre réagit sous l'action de forces comme le poids d'une chaîne de montagne.
- L'étude des variations temporelles de la pesanteur relève historiquement du domaine des *marées terrestres*, il s'agit des variations de la pesanteur dues principalement à l'action de la Lune et du Soleil sur le globe terrestre.
- Les changements au cours du temps de la répartition des masses dans le système Terre modifient la pesanteur et le géoïde. On analyse les variations temporelles

1. Volontairement, certains aspects ou développements de calculs ont été omis dans cet exposé. Il s'agit, par exemple, des expressions des développements du champ de pesanteur par des fonctions en harmoniques sphériques, ou du calcul permettant de passer des anomalies de pesanteur aux anomalies du géoïde et inversement.
De même, il est fait mention à plusieurs reprises d'algorithmes de calcul, ceux-ci ne sont néammoins pas fournis dans cet ouvrage. Le lecteur intéressé pourra trouver des compléments dans des ouvrages en langue anglaise dont quelques-uns sont mentionnés à la fin du chapitre, ou sur certains serveurs Internet.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

de la pesanteur dans des études *géodynamiques*, *hydrogéologiques* ou *volcanologiques*, par exemple en étudiant les effets éventuellement induits par des mouvements de magma dans les édifices volcaniques sur la pesanteur mesurée en surface. Aux plus grandes échelles spatiales, on a eu très récemment accès avec les missions spatiales dédiées, aux variations de la pesanteur dues aux grandes redistributions de masse liées à l'hydrologie, aux variations de volume des calottes polaires et des glaciers, aux très grands séismes, ...

- Enfin, la connaissance du champ de pesanteur à la surface du globe est indispensable à de nombreuses applications de *géodésie spatiale*, comme la connaissance des orbites des satellites artificiels. Réciproquement, les connaissances sur la pesanteur de la Terre ont été considérablement accrues ces dernières années grâce aux données spatiales.

2.2 Notions de base

2.2.1 Les densités des matériaux géologiques

La *densité* est un paramètre physique qui varie en fonction de la nature des milieux géologiques.

Par définition la densité d'un corps est le rapport entre la masse volumique de ce corps et la masse volumique de l'eau. La densité est donc une quantité sans dimension contrairement à la masse volumique qui s'exprime en $\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$.

Notons que la distinction entre densité et masse volumique n'existe pas en anglais où *density* est toujours donné avec une unité et correspond à la masse volumique.

Le tableau suivant donne quelques valeurs de densité pour des matériaux terrestres.

Tableau 2.1– Différentes densités des matériaux terrestres.

matériaux	densité	matériaux	densité
Densité moyenne de la Terre	5,5	Gabbros	2,7 à 3,3
Densité moyenne de la croûte continentale	2,67	Péridotite	3,1 à 3,4
Sédiments non consolidés	1,8 à 2,0	Charbon	1,2 à 1,8
Sables « secs »	1,4 à 1,65	Pétrole	0,6 à 0,9
Sables « humides »	1,9 à 2,05	Eau de mer	1,01 à 1,05
Grès	2,0 à 2,5	Glace	0,88 à 0,92
Sel	2,1 à 2,4	Chromite	4,5 à 4,8
Marnes	2,1 à 2,6	Pyrite	4,9 à 5,2
Calcaires	2,4 à 2,8	Hématite	5,0 à 5,2
Granites	2,5 à 2,7	Magnétite	5,1 à 5,3
Dolérite	2,5 à 3,1	Fer	7,3 à 7,8
Serpentine	2,5 à 2,6	Cuivre	8,8 à 8,9
Gneiss	2,65 à 2,75	Argent	10,1 à 11,1
Basaltes	2,7 à 3,1	Or	15,6 à 19,4

Une même roche aura une densité variable en fonction de divers paramètres tels que sa porosité, son contenu en eau, sa température et la pression à laquelle elle se trouve. Des sédiments enfouis profondément, donc compactés, auront une densité plus élevée que ceux qui seront restés proche de la surface.

La valeur moyenne pour la croûte continentale superficielle, 2,67 a été choisie comme valeur standard de référence dans les débuts de la prospection gravimétrique, et ce standard est toujours largement utilisé dans les calculs de cartes d'anomalies de Bouguer (voir plus loin).

Comme on va le voir dans le paragraphe suivant, ce sont les variations de densité dans le globe terrestre qui vont créer des variations de la pesanteur : à l'aplomb d'un corps « lourd » la pesanteur sera plus forte qu'à l'aplomb d'un corps « léger » (fig. 2.1). Inversement si on peut mesurer ces variations, on doit pouvoir retrouver les hétérogénéités de densité (valeurs des densités et géométrie des corps) qui les ont créées. On verra plus loin que cette « inversion » n'est pas unique et que plusieurs « modèles » peuvent expliquer une variation observée de la pesanteur. Le choix parmi ces modèles peut être fait grâce à d'autres informations géologiques et géophysiques.

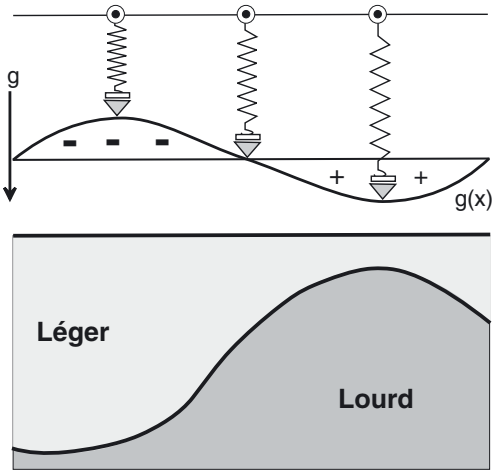


Figure 2.1– Les hétérogénéités dans le sous-sol sont sources de variations de la pesanteur.

2.2.2 L'accélération de la pesanteur

L'*accélération de la pesanteur* (généralement appelée simplement pesanteur) à la surface de la Terre est l'accélération que subit tout point massique de cette surface du fait de :

- l'attraction newtonienne de l'ensemble des masses de la Terre, qui crée l'accélération gravitationnelle encore appelée gravité,
- l'accélération centrifuge due à la rotation de la Terre.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

La direction de l'accélération de la pesanteur définit la *verticale*. C'est celle du fil à plomb.

Un point à la surface de la Terre subit également l'attraction newtonienne des corps extérieurs à la Terre (à savoir essentiellement la Lune par sa proximité et le Soleil par sa masse). Nous verrons plus loin que l'amplitude de cette attraction variable au cours du temps est beaucoup plus faible que les deux composantes principales de l'accélération de la pesanteur.

Essayons maintenant de calculer une expression approchée de la pesanteur sur la Terre. La loi de base est bien évidemment la loi de Newton de la gravitation universelle, à savoir :

La force d'attraction mutuelle $\boldsymbol{F}$ entre deux masses m et m' dont les dimensions caractéristiques sont petites par rapport à la distance r entre elles (on considère donc des masses ponctuelles) est :

$$\boldsymbol{F} = \frac{Gmm'}{r^2}\boldsymbol{u}.$$

G est la constante de gravitation universelle. Sa valeur est[2] :

$$G = (6{,}67428 \pm 0{,}00067) \cdot 10^{-11}\ \mathrm{m}^3 \cdot \mathrm{kg}^{-1} \cdot \mathrm{s}^{-2}$$

une approximation utile pour les calculs d'ordre de grandeur est :

$$G \approx \frac{20}{3} \cdot 10^{-11}\ \mathrm{m}^3 \cdot \mathrm{kg}^{-1} \cdot \mathrm{s}^{-2}$$

Si l'on considère une distribution de masse homogène dans une sphère immobile, on peut montrer que son effet gravitationnel en un point extérieur est identique à celui d'une source ponctuelle où toute la masse de la sphère serait concentrée en son centre.

Par conséquent si l'on considère une Terre sphérique, homogène (donc de densité constante, mais cela est vrai aussi si la densité ne varie que radialement, en quelque sorte si on considère un « oignon ») et immobile, de rayon r, de masse M ; on obtient l'accélération gravitationnelle (ou plus simplement la *gravité*) à la surface à partir du principe fondamental de la dynamique appliqué à une masse m en surface :

$$F = m\mathrm{g} = GMm/r^2 \quad \text{et} \quad \mathrm{g} = GM/r^2.$$

Mais la Terre tourne ! Cette rotation a deux effets :

- la rotation crée une accélération centrifuge qui s'oppose à la gravité,
- et elle déforme la Terre.

2. D'après la recommandation de 2005 du comité CODATA. Parmi toutes les constantes de la Physique, G est la moins connue. Rappelons que la première détermination en laboratoire a été faite par le physicien anglais Cavendish en 1798.

Donc l'expression ci-dessus de l'attraction des masses de la Terre, obtenue pour une Terre parfaitement sphérique n'est plus valable. Examinons ces deux effets en commençant par l'accélération centrifuge.

Si ω est la vitesse de rotation angulaire de la Terre, la composante radiale de l'accélération centrifuge en un point de la surface du globe situé à une latitude ϕ est $\omega^2 r\cos^2\phi$ (fig. 2.2).

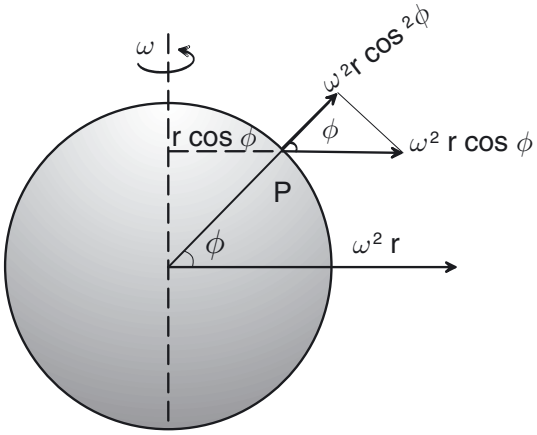


Figure 2.2 – Composantes de l'accélération centrifuge en un point *P* (latitude ϕ) sur la surface de la Terre (sphérique de rayon *r*) en rotation avec une vitesse angulaire ω.

Du fait de la rotation, la Terre n'est pas parfaitement sphérique, elle est aplatie aux pôles. C'est un *sphéroïde*. Il faut donc tenir compte de l'écart à la sphéricité en ajoutant des termes correctifs au terme correspondant à l'attraction newtonienne des masses de la Terre. On montre[3] que l'on obtient alors, au premier ordre, l'expression suivante pour l'attraction des masses de la Terre :

$$g = \frac{GM}{r^2}\left[1 - \frac{3}{2}\frac{a^2}{r^2}J_2(3\sin^2\phi - 1)\right]$$

avec a le rayon équatorial, ϕ la latitude d'un point à la surface de la Terre situé à une distance r du centre de la Terre (donc $a > r > c$, c étant le rayon polaire).

J_2, est un coefficient sans dimension qui rend compte de l'écart à la sphéricité. On démontre que ce terme s'exprime notamment en fonction des moments d'inertie principaux de la Terre, notés C (moment d'inertie autour de son axe de rotation) et A (moment d'inertie autour d'un axe situé dans le plan de l'équateur) : $J_2 = (C - A)/Ma^2$.

La valeur de J_2 est connue précisément en particulier grâce aux satellites artificiels, pour la Terre : $J_2 = 1{,}082\,639 \times 10^{-3}$.

3. Ce calcul sort du cadre de cet ouvrage. Le lecteur intéressé pourra se référer aux ouvrages cités en fin de chapitre.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Nous obtenons donc finalement l'expression de la pesanteur à la surface d'une Terre théorique considérée comme homogène et en rotation :

$$g = \frac{GM}{r^2}\left[1 - \frac{3}{2}\frac{a^2}{r^2}J_2(3\sin^2\phi - 1)\right] - \omega^2 r\cos^2\phi$$

On retrouve bien la somme de deux termes correspondant à l'accélération gravitationnelle et à l'accélération centrifuge.

Rappelons l'hypothèse de base que nous avons faite : la densité dans la Terre ne varie que radialement. Il est donc probable que la valeur de la pesanteur vraie sera différente de celle calculée avec cette formule du fait des hétérogénéités de masse par rapport à ce modèle radial de densité[4].

2.2.3 Unités

La valeur moyenne de la pesanteur à la surface du globe est de l'ordre de 9,81 $m \cdot s^{-2}$. Nous verrons que les variations spatiales ou temporelles qui nous intéressent varient entre 10^{-8} et 10^{-3} $m \cdot s^{-2}$, il est donc peu commode d'utiliser l'unité du Système International, le $m \cdot s^{-2}$. Les géophysiciens utilisent une unité plus pratique, à savoir le *milligal* (ou le *microgal*). Ce sont des sous-multiples du *gal* (ou galileo), unité d'accélération dans l'ancien système d'unités C.G.S. (pour Centimètre, Gramme, Seconde). Le gal, ainsi nommé en honneur de Galilée, est donc égal à 1 $cm \cdot s^{-2}$. Le symbole est noté Gal.

> C'est un physicien de Leipzig, A. von Oettingen, qui le premier utilisa le nom Gal pour l'unité $cm \cdot s^{-2}$ en 1896. Un autre scientifique allemand, Wiechert, introduisit le milligal en géophysique en 1901.

L'abréviation pour le milligal est noté mGal, celle du microgal est μGal. On a donc finalement :

$$1\ \text{mGal} = 10^{-5}\ m \cdot s^{-2} \text{ et } 1\ \mu\text{Gal} = 10^{-8}\ m \cdot s^{-2}.$$

La valeur moyenne de la pesanteur à la surface du globe est donc de 981 000 mGal.

Un avantage de l'utilisation du système C.G.S. est d'avoir une même valeur numérique pour la densité et la masse volumique. En effet, un corps de densité 2,5 aura une masse volumique de 2,5 $g \cdot cm^{-3}$ dans le système C.G.S. et de 2 500 $kg \cdot m^{-3}$ dans le système international (S.I.). Cette identité entre valeurs des densités et des masses volumiques dans le système C.G.S. utilisé par les gravimétriciens fait qu'il est courant (bien qu'impropre !) d'utiliser le terme de densité même lorsque c'est la notion de masse volumique qui est impliquée.

4. Avant d'aborder les parties suivantes, le lecteur est encouragé à faire les exercices 2.1 et 2.2.

Enfin, il faut savoir que dans la littérature anglo-saxonne, on peut trouver une autre unité pour l'accélération de la pesanteur, à savoir le *gravity unit* (abréviation g.u.) :

$$1 \text{ g.u.} = 1\ \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-2} = 10^{-6}\ \text{m} \cdot \text{s}^{-2} = 0{,}1\ \text{mGal}.$$

Il existe également une unité utilisée pour les gradients de la pesanteur. Il s'agit de l'Eötvös (abréviation E), d'après le nom d'un physicien hongrois :

$$1\ \text{E} = 0{,}1\ \mu\text{Gal} \cdot \text{m}^{-1} = 10^{-9}\ \text{s}^{-2}.$$

2.2.4 Le potentiel gravitationnel et le potentiel de pesanteur

L'accélération de la pesanteur que nous venons de décrire plus haut est un *champ vectoriel* qui dérive d'un *potentiel scalaire*. Considérons d'abord l'accélération gravitationnelle. Une particule libre de masse unitaire située à une grande distance d'une masse m va se déplacer librement vers m, c'est le résultat du travail du champ gravitationnel généré par cette masse. Le travail effectué lors du déplacement de la particule libre est égal au produit de la force gravitationnelle par le déplacement ; comme la masse est unitaire cela revient au produit de l'accélération par la distance parcourue, c'est-à-dire, depuis l'infini jusqu'à un point situé à une distance r du centre de m. Soit :

$$U = G \int_{\infty}^{R} \frac{m\mathrm{d}r}{r^2} = -\frac{Gm}{r}.$$

U est le potentiel de la masse m à une distance r. U est négatif, conformément à la convention utilisé en théorie des champs. En géophysique et géodésie la convention de signe est différente, on choisit de prendre le potentiel gravitationnel positif, soit :

$$U = G\frac{m}{r}$$

Le travail que l'attraction gravitationnelle g effectue sur la masse unitaire qui se déplace d'une distance dr pour aller d'un point P à un point Q est $-g\mathrm{d}r$ (avec g positif dans la direction de la masse et dr positif dans la direction opposée). Ce travail correspond au changement du potentiel U au potentiel $U + \mathrm{d}U$ (voir fig. 2.3). On en déduit la relation entre le champ et le potentiel :

$$\mathrm{d}U = -g\mathrm{d}r,$$

ou encore :

$$g = -\frac{\partial U}{\partial r}$$

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Le signe – correspond bien au fait que l'attraction gravitationnelle décroît lorsque la distance à la masse attractive croît (plus on est loin, moins on est attiré).

Par exemple, reconsidérons le cas d'une sphère immobile et homogène de masse m, le potentiel gravitationnel à une distance r de sa surface sera alors :

$$U = Gm/(r).$$

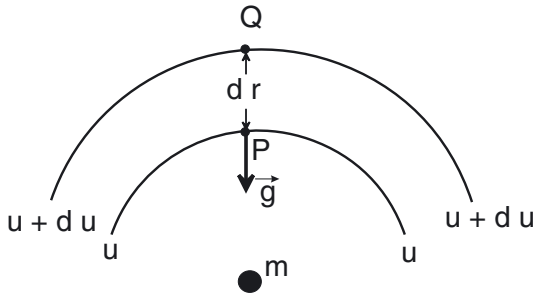


Figure 2.3 – Potentiels gravitationnels U et $U + dU$ crées par une masse ponctuelle m aux points P et Q distants de dr.

L'accélération **g** est orientée vers m, r est la distance de la masse m au point P orientée vers l'extérieur.

Le potentiel en un point donné produit par une distribution de masse quelconque sera la somme des potentiels individuels au même point, soit :

$$U = \sum_i G\frac{m_i}{r_i} = G\int_m \frac{dm}{r} = G\int_v \frac{\rho dv}{r}.$$

Comme la Terre n'est ni sphérique ni homogène, son potentiel gravitationnel pourra être calculé par cette expression dès lors que l'on connaîtra la distribution des masses et sa forme (voir ci-après).

Le *potentiel de pesanteur* à la surface de la Terre sera la somme du potentiel d'attraction gravitationnelle et du potentiel dû à la rotation de la Terre :

$$W = U + \frac{1}{2}\omega^2 R^2 \cos^2\phi. \quad \text{(avec } R \text{ le rayon de la Terre)}$$

Notons que l'on peut également exprimer U et donc W en fonction du terme J_2 introduit plus haut.

On peut finalement exprimer l'accélération de la pesanteur en fonction du potentiel de pesanteur sous une forme vectorielle :

$$\boldsymbol{g} = -\mathbf{grad}\ W.$$

Autant on comprend intuitivement à quoi correspond l'accélération de la pesanteur (il « suffit » de regarder un objet, par exemple une pomme, tomber), autant il est difficile d'appréhender la notion de potentiel de pesanteur. En fait on peut dire que le potentiel de pesanteur représente la « capacité à tomber ».

2.2.5 Surfaces équipotentielles et verticale

Une *surface équipotentielle* est une surface où le potentiel est constant. Par contre, comme on va le voir plus loin, l'accélération de la pesanteur n'y sera pas *a priori* constante.

Une surface équipotentielle de pesanteur est une surface de *niveau* (si on pose une bille dessus, elle restera immobile !). Cela traduit le fait que le gradient d'un champ scalaire dérivant d'un potentiel est perpendiculaire à toute surface équipotentielle. Donc, la *verticale*, qui correspond à la direction du champ de pesanteur, est normale en tout point à la surface équipotentielle de pesanteur. Une surface équipotentielle de pesanteur définit donc l'*horizontale*.

Reprenons l'exemple ci-dessus d'une Terre homogène et immobile dont on a calculé le potentiel de gravité ($U = GM/r$). Dans ce cas, les surfaces équipotentielles de pesanteur sont des surfaces telles que r soit constant donc des sphères concentriques et il y en a une infinité (figs. 2.3 et 2.4).

Considérons deux de ces surfaces correspondant aux potentiels U et $U + \mathrm{d}U$ (fig. 2.3).

L'accélération de la pesanteur est : $g = -\mathrm{grad}\, U = -((U + \mathrm{d}U) - U)/\mathrm{d}r$.

La distance entre les deux étant constante, l'accélération de la pesanteur est donc aussi constante et dirigée en tout point vers le centre de la sphère. Donc si la Terre était homogène et immobile, donc sphérique, la pesanteur à sa surface serait constante et la verticale pointerait vers le centre.

Considérons maintenant une Terre immobile mais inhomogène. Pour simplifier, imaginons que la Terre contienne une petite région anormale plus légère que l'encaissant, sphérique dont le centre est bien excentré par rapport à celui de la Terre. Que deviennent alors ces deux surfaces équipotentielles ?

On va vu plus haut que les potentiels étaient additifs, par conséquent en tout point de l'espace le potentiel de cette « Terre » sera la somme de celui de la Terre homogène est du potentiel perturbateur.

À l'évidence, les équipotentielles ne sont plus des sphères comme dans le cas précédent. La figure 2.4 montre qualitativement comment les équipotentielles sont

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

déformés. L'effet de la masse anormale est négligeable loin de celle-ci (typiquement aux antipodes). À son aplomb les équipotentielles sont « attirées » vers la surface de la « Terre ». Le « creux » correspondant sera d'autant plus important et étroit que l'équipotentielle considérée sera proche de la surface. Par conséquent la distance entre les deux équipotentielles varie, à l'aplomb du défaut de masse elle sera la plus grande. Sur l'équipotentielle, la pesanteur sera donc la plus faible au-dessus du défaut de masse.

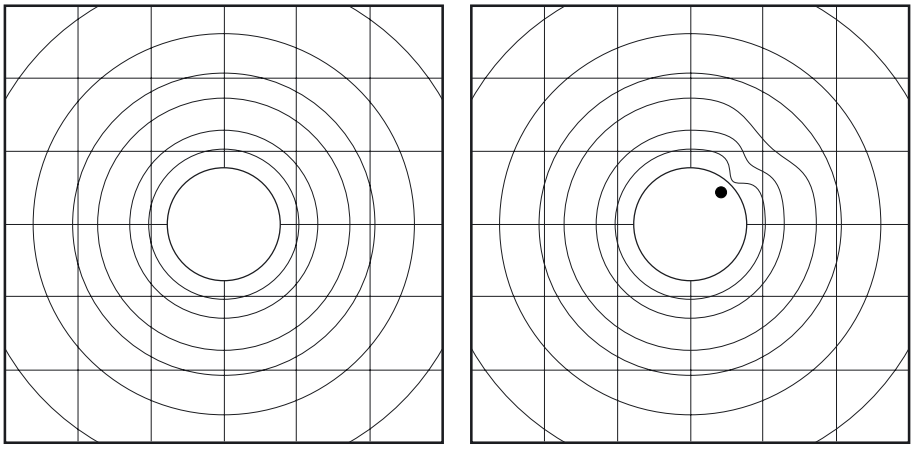


Figure 2.4 – Gauche : Équipotentielles du champ de gravité pour une Terre sphérique immobile, et homogène. Droite : Équipotentielles de pesanteur pour une Terre sphérique, immobile mais contenant une zone moins lourde proche de la surface. Les surfaces équipotentielles sont déformées, d'autant plus qu'elles sont proches du défaut de masse. L'accélération de la pesanteur n'est plus constante et est plus faible à l'aplomb du défaut de masse.

2.2.6 Géoïde et ellipsoïde de référence

Sur la Terre, la surface moyenne des océans au repos (c'est-à-dire en faisant abstraction des courants, des vagues, etc.) se confond avec une surface équipotentielle du champ de pesanteur. Cela est dû aux propriétés des fluides en équilibre. Cette surface équipotentielle est appelée *géoïde*.

Par définition, le géoïde définit la forme de la Terre.

C'est la forme qu'aurait une Terre entièrement recouverte d'eau. Si la Terre était immobile et homogène, le géoïde serait une sphère. Si la Terre était en rotation et homogène, le géoïde serait un ellipsoïde de révolution. Dans la réalité le géoïde a une forme indéterminée, contrôlée par la distribution des masses internes, que l'on peut appeler, en utilisant un néologisme parlant, un *patatoïde.*

Sur les continents, le géoïde ne correspond donc pas avec la surface topographique mais correspond à la prolongation du niveau moyen des océans au repos sous[5] la surface. C'est par rapport au géoïde que l'on va définir les altitudes. Par exemple, en 2007, le sommet (enneigé) du Mont Blanc était situé à 4810, 9 mètres au-dessus du géoïde ! L'altitude est une notion physique : elle permet de savoir en quel sens un cours d'eau va s'écouler. On monte ou on descend en recoupant des surfaces de niveau ! C'est donc une notion liée à celle la pesanteur.

Comme on vient de le voir, la forme du géoïde dépend de la répartition des masses à l'intérieur du globe terrestre. Or on ne connaît pas bien la répartition des masses au sein du globe. Quelle est donc sa forme ?

Comme on a su, plus haut, calculer une expression théorique de l'accélération de la pesanteur, on peut aussi calculer la position d'une *surface équipotentielle du champ de pesanteur théorique* qui se rapproche au mieux du géoïde. Si on considère une terre dont la densité varie radialement et en rotation on montre alors que cette surface équipotentielle est un *ellipsoïde de révolution* appelé *ellipsoïde de référence.*

Cet ellipsoïde est défini par plusieurs éléments :

- son rayon équatorial noté a
- son aplatissement noté f, avec

$$f = \frac{a - c}{c}, \quad c \text{ étant le rayon polaire.}$$

On sait depuis longtemps que cette surface théorique est un ellipsoïde, on peut noter l'évolution au cours du temps des valeurs de ces paramètres pour définir la surface théorique qui ajuste au mieux la forme de la Terre :

	Date	1/f
Newton	1687	230
Legendre	1789	318
Bessel	1841	299
Clarke	1866	295
Helmert	1901	298,2
Hayford	1909	297,0
Heiskanen	1928	297,1
Ellipsoïde international	1930	297,0
Jeffreys	1948	297,1
Ellipsoïde international	1967	298,247
Ellipsoïde international	1980	298,257

5. À quelques exceptions près (mer Morte, lac Assal, ...) où le géoïde est au-dessus de la surface topographique !

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

On voit que le terme f est de l'ordre de 1/298. Pour un rayon équatorial de 6 378 km, on obtient facilement que le rayon polaire est 6 357 km, soit une différence de 21 km entre rayons polaire et équatorial. La forme mathématique qui se rapproche au mieux de la forme de la Terre n'est pas une sphère, mais n'en est pas très éloignée !

Comme la Terre n'est pas homogène, le géoïde va présenter des ondulations par rapport à l'ellipsoïde, ces ondulations reflètent les hétérogénéités de densité.

Comme le géoïde et l'ellipsoïde ne coïncident pas, les directions des normales à ces surfaces ne coïncident pas non plus. On appelle *déviation de la verticale* l'angle entre la verticale, c'est-à-dire la normale au géoïde, et la normale à l'ellipsoïde.

Comme on l'a vu plus haut, le géoïde présentera des ondulations : une bosse au-dessus d'un excès de masse et un creux au-dessus d'un défaut de masse.

Cela peut se comprendre aussi de la façon suivante. Considérons le cas d'un excès de masse. Au voisinage de cette masse la direction du champ dû à la masse est orientée vers elle. La direction du champ de pesanteur, somme de ce champ « perturbateur » crée par cette masse et du champ normal dû à la masse de la Terre, est donc modifiée. Le géoïde étant une surface équipotentielle, est donc une surface normale en tout point à la direction locale du champ. Par conséquent le géoïde va présenter une bosse au-dessus de l'excès de masse (fig. 2.5).

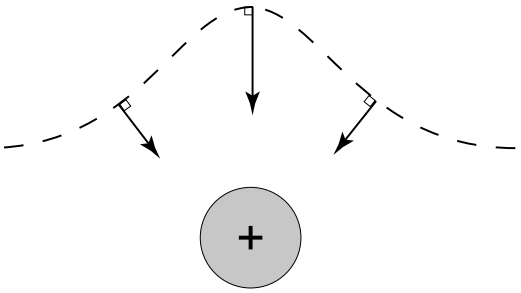


Figure 2.5 – Le géoïde présente une bosse au-dessus d'un excès de masse (et un creux à l'aplomb d'un défaut de masse). La pesanteur sur le géoïde est plus forte (respectivement plus faible).

Plusieurs méthodes permettent de calculer ou de mesurer l'amplitude de ces ondulations. Un moyen évident, mais mathématiquement ardu, est de les calculer à partir des valeurs de données sur la pesanteur. En effet, on a vu qu'au-dessus d'un excès (respectivement défaut) de masse, on avait une bosse du géoïde et une augmentation de la pesanteur (respectivement un creux du géoïde et une diminution de la pesanteur). Mathématiquement, on peut passer d'une quantité à l'autre (puisqu'elles traduisent le même phénomène). C'est grâce aux formules directe et inverse de Stokes.

La figure 2.22 montre l'écart entre le géoïde et l'ellipsoïde de référence. On voit que le plus grand creux (au sud de l'Inde) à une amplitude de 105 m alors que la plus forte bosse (à l'aplomb de la Papouasie-Nouvelle Guinée) atteint 75 m, soit un signal de 180 m. Les ondulations du géoïde sont donc plus faibles de deux ordres de grandeur que la différence entre les rayons polaires et équatorial, elle-même très petite par rapport au rayon moyen devant le rayon terrestre ! C'est pourquoi les photos de la Terre prises depuis la Lune par les astronautes des missions Apollo nous montrent que la Terre est bien sphérique au premier ordre !

Donc :

- Le *géoïde* est une surface équipotentielle du champ de pesanteur de la Terre qui se confond avec le niveau moyen des océans au repos, et qui se prolonge sous la surface topographique des continents. C'est la surface de référence des altitudes (niveau 0). Il définit la forme de la Terre.
- L'ellipsoïde *de référence* est un ellipsoïde de révolution qui se rapproche au mieux du géoïde. Il correspond à une équipotentielle du champ de pesanteur théorique de la Terre.

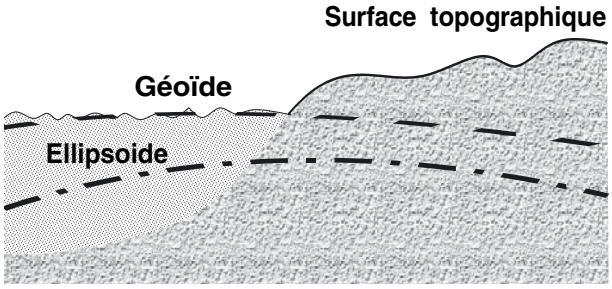


Figure 2.6 – Le géoïde est une surface équipotentielle du champ de pesanteur terrestre.
Le géoïde se confond avec la surface moyenne des océans et diffère de la surface topographique sur les continents. L'ellipsoïde est une surface équipotentielle du champ de pesanteur théorique de la Terre.

- Le géoïde étant une surface équipotentielle, le potentiel de pesanteur y est constant. Par contre la valeur de l'accélération de la pesanteur n'y est pas constante.
- Tout comme le champ de pesanteur, le géoïde reflète la distribution des masses. Lorsque les masses se déplacent au cours du temps, le champ de pesanteur varie et le géoïde aussi. Ainsi, pour étudier la structure et la dynamique terrestres, du noyau aux enveloppes fluides, on pourra aussi bien étudier les effets sur le champ de pesanteur que sur le géoïde. L'objectif est d'arriver à des précisions de quelques mm par an sur la mesure des variations temporelles du géoïde, notamment pour l'étude des effets climatiques.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

2.2.7 Valeur théorique de la pesanteur sur l'ellipsoïde

En tout point de l'ellipsoïde, on peut calculer une valeur théorique de l'accélération de la pesanteur, en suivant une démarche analogue à celle que nous avons suivi page 13, et en tenant compte des paramètres de l'ellipsoïde. Ce calcul a été réalisé la première fois au XVIII^{e} siècle par *Clairaut*.

Cette valeur théorique ne dépend que de la latitude sur l'ellipsoïde et est de la forme :

$$g = g_0(1 + k_1 \sin^2 \varphi - k_2 \sin^2 2\varphi),$$

g_0 est la pesanteur à l'équateur et k_1 et k_2 sont des constantes qui dépendent de la forme et de la vitesse de rotation de la Terre. Ces constantes sont déterminées par l'Union Internationale de Géodésie et Gravimétrie.

La formule, appelée *International Gravity Formula (IGF)* a été adoptée en 1980 en remplacement d'une version plus ancienne, datant de 1967. Elle s'écrit sous la forme :

$$g = 978\,032{,}7(1 + 0{,}005\,3024 \sin^2 \varphi - 0{,}000\,0058 \sin^2 2) \text{ mGal}.$$

L'ellipsoïde correspondant a pour rayon équatorial $a = 6\,378{,}137$ km et un aplatissement $f = 1/298{,}257$.

Ainsi du fait de l'aplatissement de la Terre aux pôles et de sa rotation sur elle-même, la pesanteur théorique n'est pas la même en tout point du globe, ce qui serait le cas si la Terre était sphérique et immobile, mais varie de près de 5 000 mGal entre l'équateur (978 000 mGal ou 9,78 m.s^{-2}) et le pôle (983 000 mGal ou 9,83 m.s^{-2}). Rappelons encore une fois que cette valeur théorique suppose l'absence d'hétérogénéités de densité à l'intérieur du globe.

La variation de la pesanteur avec la latitude n'est donc pas linéaire. Elle vaut approximativement :

$$\Delta g/\Delta l \approx 0{,}81 \sin 2\varphi \text{ mGal/km}.$$

Par conséquent, à un déplacement de 1 km vers le nord en Europe ($\approx$ vers 45° de latitude), correspond une diminution de la pesanteur de l'ordre de 0,8 mGal.

2.2.8 L'effet luni-solaire

Une masse ponctuelle à la surface du globe terrestre subit également l'attraction des corps externes, planètes, étoiles, etc.

En pratique, seuls la Lune (pas très grosse mais très proche) et le Soleil (pas très proche mais très gros !) exercent des attractions significatives. Ces effets sont périodiques du fait de la rotation de la Terre dans les champs gravifiques de la Lune et du Soleil. Une conséquence bien connue est le phénomène de marée océanique. Mais,

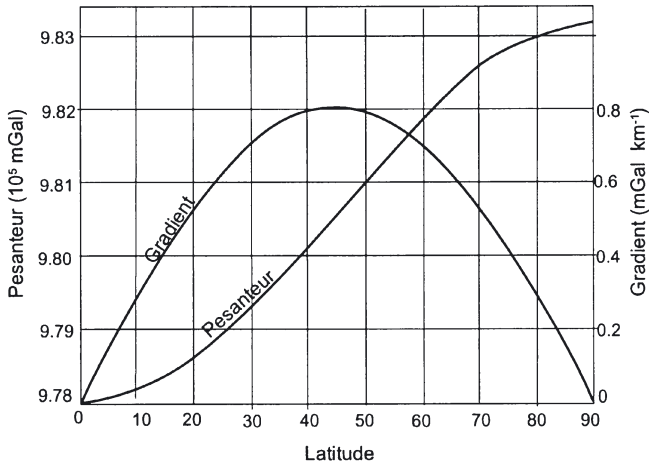


Figure 2.7 – Valeur de la pesanteur en mGal sur l'ellipsoïde de référence en fonction de la latitude et valeur de sa variation en fonction de la latitude (en mGal · km^{-1}). Rappel : il n'y a pas de variation en fonction de la longitude (d'après Milson).

l'influence de la Lune et du Soleil se traduit également par la déformation de la Terre solide, qui peut faire varier le rayon terrestre jusqu'à 56 cm.

Les variations de pesanteur qui résultent de l'effet dit luni-solaire sont donc périodiques, on parle de « marées terrestres ». Elles dépendent principalement de la latitude et sont plus fortes au voisinage de l'équateur.

La figure 2.8 montre un enregistrement continu de la pesanteur réalisé en région parisienne. On voit que plusieurs périodes apparaissent dans le signal : semi diurnes (≃12 heures), diurnes (≃24 heures), etc.

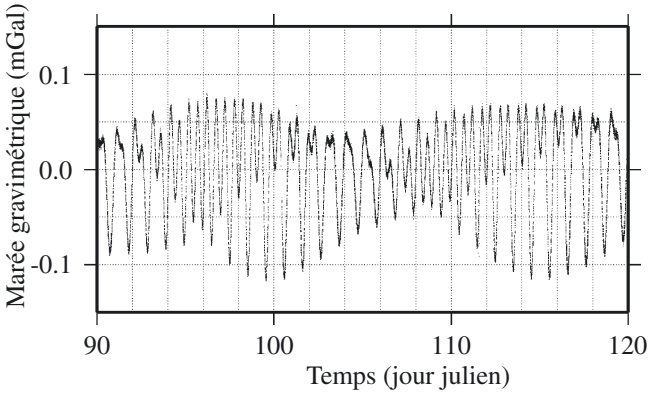


Figure 2.8 – Variations en milligals de la pesanteur en fonction du temps enregistrées en région parisienne.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

L'amplitude maximale de la marée terrestre est de l'ordre de 0,3 mGal. On peut la prédire par un calcul théorique en tout point du globe pour n'importe quelle date avec une précision pouvant atteindre quelques microgals. L'étude des marées terrestres nous renseigne sur la structure et la dynamique interne de la Terre et plusieurs laboratoires de recherche dans le monde s'y consacrent.

Voyons maintenant comment calculer les effets de la Lune et du Soleil.

Ce sont les différences entre les attractions de la Lune et du Soleil entre la surface et le centre de la Terre qui sont à l'origine des forces de marée.

En un point P de la surface terrestre, situé à une distance R' de la Lune de masse m, l'attraction de celle-ci peut se décomposer en deux composantes, radiale suivant la verticale et tangentielle. Considérons ici seulement la composante verticale.

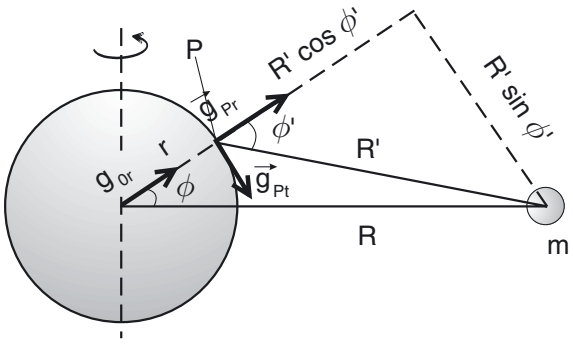


Figure 2.9 – Composantes de l'attraction lunaire en un point de la surface de la Terre et en son centre.

On a alors :

$$g_{Pr} = -Gm\left[\frac{\cos\phi'}{R'^2}\right].$$

Au centre de la Terre, on a :

$$g_{Or} = -Gm\left[\frac{\cos\phi}{R^2}\right].$$

On en déduit donc la composante verticale de la marée lunaire :

$$\Delta g_r = g_{Pr} - g_{Or} = -\frac{Gm}{R^2}\left(\frac{R^2}{R'^2}\cos\phi' - \cos\phi\right).$$

On utilisant les relations trigonométriques suivantes :

$$R'^2 = R^2 + r^2 - 2rR\cos\phi$$
$$R'\cos\phi' = R\cos\phi - r,$$

on obtient alors :

$$\Delta g_r = -Gm\left[\frac{R\cos\phi - r}{(R^2 + r^2 - 2rR\cos\phi)^{3/2}} - \frac{\cos\phi}{R^2}\right]$$

et en utilisant le fait que r est beaucoup plus petit que R et l'expression du développement limité $(1 + x)^{3/2} = 1 - 3/2\ x + \cdots$, on obtient :

$$\Delta g_r = -\frac{Gmr}{R^3}(3\cos^2\phi - 1).$$

En introduisant :

$$g = \frac{GM}{r^2},$$

avec M la masse de la Terre, on obtient finalement l'expression de la composante verticale de la marée lunaire :

$$\Delta g_r = -g\left(\frac{m}{M}\right)\left(\frac{r^3}{R^3}\right)(3\cos^2\phi - 1).$$

Un calcul identique conduit à l'expression de la marée solaire, il suffit de remplacer la distance Terre-Lune par la distance Terre-Soleil et la masse m de la Lune par celle du Soleil.

Ce calcul suppose une Terre rigide, non-déformable. Pour calculer plus exactement les marées terrestres, il faut tenir compte également de la déformation de la Terre, ce qui sort du cadre de cet ouvrage. En pratique, différents algorithmes permettent de prédire l'amplitude de la marée terrestre en un point donné à une heure donnée. La précision de cette prédiction dépend de l'algorithme utilisé et de l'utilisation ou non de paramètres locaux, elle varie entre 1 et 10 μGal.

2.3 Les mesures

Mesurer la pesanteur revient à mesurer une accélération, donc à réaliser simultanément une mesure de distance et de temps. En pratique, pour obtenir la précision requise, on verra que cette mesure dont le principe est simple est assez complexe à mettre en œuvre. On distinguera les *mesures absolues* et les *mesures relatives*.

Le potentiel de pesanteur, lui ne se mesure pas ! En revanche, depuis l'avènement des satellites artificiels, on sait mesurer sur les océans la distance entre les deux surfaces que nous avons définies plus haut, à savoir géoïde et ellipsoïde. Cette distance est ce qu'on appelle l'*anomalie du géoïde*.

Sur Terre on peut également accéder à l'anomalie du géoïde en comparant les altitudes obtenues par nivellement et les hauteurs ellipsoïdales obtenues par des méthodes de positionnement spatial (GPS) (voir section 2.4).

2.3.1 Les mesures absolues de la pesanteur

Une *mesure absolue* de la pesanteur va nous donner la valeur de l'accélération de la pesanteur à partir de mesures de temps et de distance.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Les premières mesures furent réalisées à l'aide de *pendules*. En effet, la période d'oscillation d'un pendule simple de longueur l est :

$$T = 2\pi \sqrt{l/g}.$$

C'est ainsi qu'en 1672, l'astronome français Jean Richer observe que son pendule bat plus lentement à Cayenne qu'à Paris. Plus tard, les mesures faites à Postdam (Allemagne orientale) en 1906 par MM. Kühnen et Furtwangler ont servi à l'établissement de la base principale d'un système, dit de Postdam, longtemps utilisé. La valeur trouvée de 981 274,0 mGal a été depuis reconnue erronée de près de 14 mGal.

En fait, les pendules ne permettent pas d'obtenir des mesures absolues de la pesanteur avec une précision meilleure que le mGal.

La méthode couramment utilisée aujourd'hui est basée sur l'observation de *la chute libre* d'un corps. Dans les années 1950, Volet a développé au Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), à Sèvres, un gravimètre utilisant un corps catapulté vers le haut. On mesure alors les temps de passage à deux niveaux à la montée et à la descente. On peut démontrer facilement que si H est la différence d'altitude entre les deux niveaux, ΔT et Δt les différences de temps de passage à deux niveaux respectivement bas et haut, alors :

$$g = 8H/(\Delta T^2 - \Delta t^2).$$

Ce principe a été utilisé par Sakuma au BIPM entre 1963 et 1996. Les améliorations que Sakuma a réalisées au cours du temps, notamment grâce aux progrès de l'instrumentation et à la prise en compte de plus en plus de facteurs extérieurs influençant la mesure lui ont permis d'arriver à une précision de l'ordre de quelques microgals dans les années 1990.

On peut également utiliser la chute simple, comme par exemple dans les gravimètres absolus portables actuellement commercialisés FG5 de Micro-g Solutions (figs. 2.10 et 2.11). C'est un tel instrument qui est désormais (depuis 1996) utilisé au BIPM et par différents instituts dans le monde. On peut montrer que théoriquement la chute simple est *a priori* moins précise que la méthode utilisant un aller-retour, mais elle est plus simple à mettre en œuvre et moins de facteurs influent sur la précision finale.

Différents tests effectués ces dernières années montrent que la précision finale obtenue avec les appareils de type FG5 est de l'ordre de 1 à 3 μGal, ce qui représente une précision relative de 10^{-9} par rapport à la valeur de la pesanteur (de l'ordre de 10 $\mathrm{m \cdot s^{-2}}$). Pour donner une comparaison, cela revient à mesurer la distance Lille-Marseille avec une précision du millimètre !

Une telle précision est donc très difficile à obtenir et, malgré les progrès instrumentaux, les mesures absolues restent très délicates à réaliser. Bien évidemment, cette

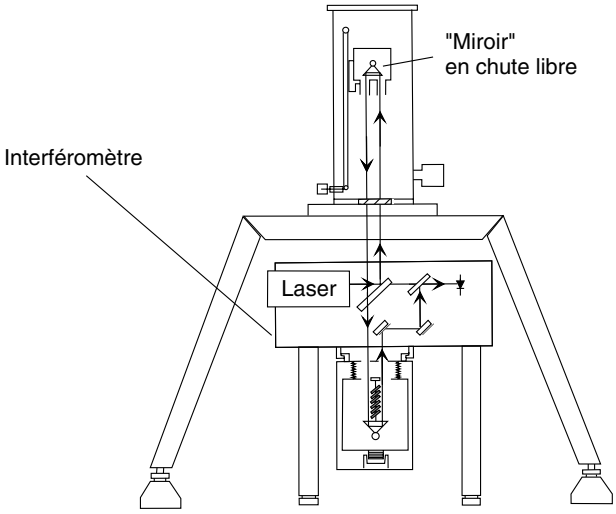


Figure 2.10 – Principe de mesure utilisé dans le gravimètre absolu FG5 (d'après Niebauer).

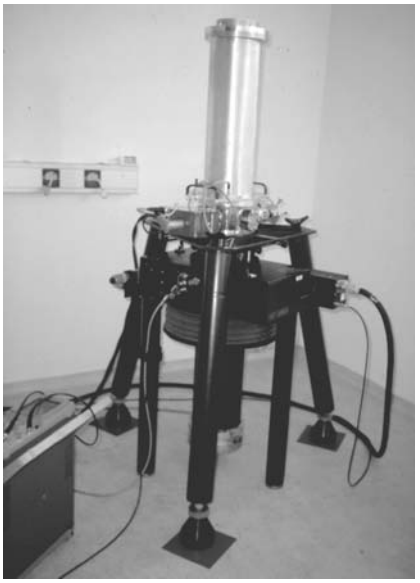


Figure 2.11 – Gravimètre absolu de type FG5.

précision ne peut être obtenue que dans des sites bien particuliers, laboratoires ou observatoires géophysiques. D'autres instruments absolus sont plus petits et légers et peuvent être utilisés sur le terrain (A 10 de Micro-g Solutions). Ils sont *a priori* moins précis.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

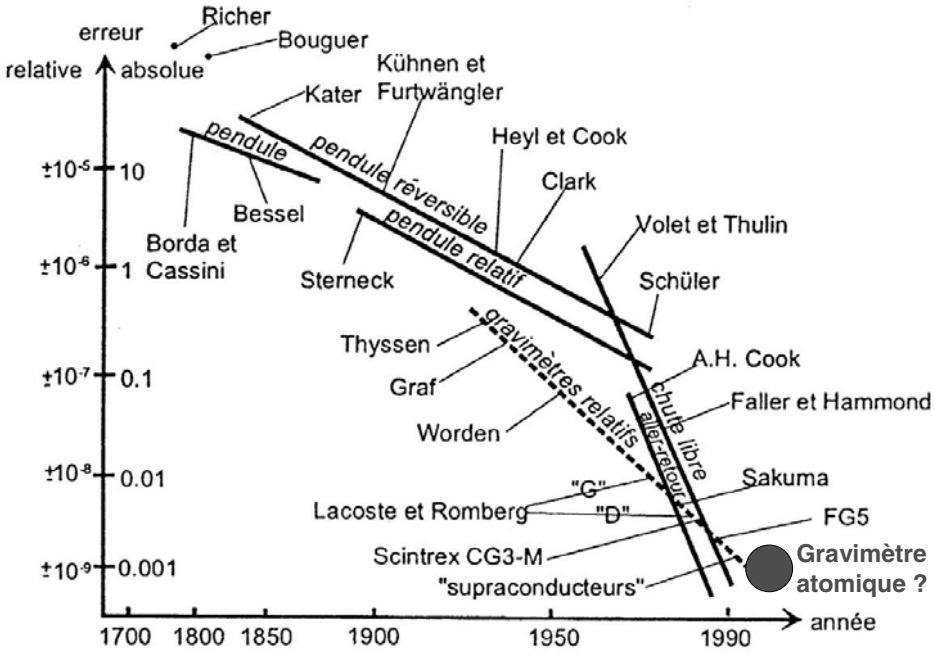


Figure 2.12 – Évolution des précisions des gravimètres absolus et relatifs (d'après Torge, modifiée par S. Merlet). L'erreur absolue est exprimée en mGal.

La figure 2.12 montre l'évolution des précisions relatives et absolues au cours du temps pour différents appareils absolus et relatifs.

Enfin, on peut citer des développements récents et très prometteurs basés sur des principes d'interférométrie atomiques avec des atomes froids dans la mise au point de gravimètres dits atomiques. Il s'agit d'instruments développés dans des laboratoires de recherche, en France au LNE-SYRTE (LNE : Laboratoire National de Métrologie et d'Essais, SYRTE : Laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace) et à l'Observatoire de Paris. Les premières comparaisons avec des instruments classiques ont montré des résultats tout à fait compatibles aux incertitudes de mesure près. Les avantages par rapport au gravimètre absolu « classique » de type FG5 sont une meilleure sensibilité, une usure mécanique inexistante, la possibilité de réaliser des mesures en continu à la fréquence de 3 ou 4 Hz et, à terme, une meilleure portabilité.

2.3.2 Les mesures relatives de la pesanteur

Les appareils relatifs ne vont pas permettre de mesurer la valeur de l'accélération de la pesanteur, mais une variation de celle-ci. Par exemple, considérons deux points de mesure M et N. Si on connait la valeur absolue de la pesanteur g_M en M, la mesure

de la variation de la pesanteur entre M et N, Δg_{MN} permettra de connaître la valeur de la pesanteur en N

$$g_N = g_M + \Delta g_{MN}.$$

On a vu plus haut que la variation de la pesanteur sur la Terre entre l'équateur et les pôles est de l'ordre de 5 000 mGal en tenant compte uniquement de la rotation et des variations du rayon terrestre entre l'équateur et le pôle. C'est un peu plus si l'on va du sommet de l'Everest au fond de la fosse des Mariannes (≈8 000 mGal). Par conséquent, pour obtenir une précision relative de l'ordre de quelques microgals en tout point du Globe, il « suffit » de faire des mesures à $\approx 10^{-6}-10^{-7}$ près. Bien évidemment, si les variations de la pesanteur auxquelles on s'intéresse sont plus petites, par exemple en dessous de quelques dizaines de milligals, on peut plus facilement obtenir des résultats très précis. Il s'agit là du domaine de la microgravimétrie qui est une méthode appliquée pour la prospection de la subsurface (notamment pour les recherches de cavités), ou mise en œuvre dans des domaines bien particuliers de recherche scientifique comme la volcanologie.

On voit donc que l'on pourra connaître la valeur de la pesanteur en tout point de mesure à la condition de connaître la valeur absolue en un point. Ce point particulier est ce qu'on appelle une *base*. On distingue plusieurs « ordres » de bases. Celles, où des mesures absolues ont été réalisées sont évidemment les plus précises, puis il existe d'autres bases qui ont été *rattachées* grâce à des mesures relatives aux premières, et ainsi de suite. Bien évidemment, plus l'ordre de la base est élevé, moins précise est la valeur de g.

Pour pouvoir comparer des mesures réalisées en différents endroits du globe, il est donc fondamental qu'un ensemble commun de bases soit utilisé par tous. C'est ainsi qu'un « réseau standard international de la pesanteur » a été adopté, en 1971, par l'Association Internationale de Géodésie (AIG), l'une des sept associations constituant l'Union Internationale Géodésique et Géophysique (UIGG). Ce réseau est appelé IGSN71 (*International Gravity Standardization Net*).

Pour la France, 31 bases font partie de ce système. Bien évidemment cela n'est pas suffisant, et un réseau de bases additionnelles existe. Concrètement, une base est un point bien repéré géographiquement, facilement réoccupable et choisi dans un environnement *a priori* stable. Cependant, les réseaux de bases doivent être maintenus régulièrement, car beaucoup de bases disparaissent au cours du temps du fait de l'activité humaine (nouvelles constructions, ...). De plus, les appareils de mesures absolus et relatifs étant de plus en plus précis au cours du temps, les réseaux doivent être régulièrement améliorés.

En résumé : une base gravimétrique de premier ordre est un point bien défini où une mesure absolue de g a été réalisée. Une base gravimétrique de deuxième ordre est un point où on connaît la valeur de la pesanteur par comparaison avec une base de premier ordre grâce à des mesures relatives précises.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Actuellement, deux principes de mesures sont essentiellement utilisés pour les gravimètres relatifs. Le premier, qui est utilisé dans la quasi totalité des gravimètres relatifs de terrain est basé sur la mesure des variations de l'allongement d'un ressort. Le second utilise les propriétés de lévitation d'un corps supraconducteur, lorsqu'il est plongé dans un champ magnétique. Les appareils de ce type, plus précis, sont actuellement uniquement des appareils d'observatoire qui servent à suivre l'évolution temporelle de la pesanteur et ne sont pas jusqu'à présent adaptés à une utilisation sur le terrain.

a) Les gravimètres à ressort

Plusieurs fabricants ont proposé des instruments au cours du temps. Nous ne mentionnerons ici que les deux types actuellement commercialisés les plus utilisés : les instruments LaCoste & Romberg (États-Unis) et Scintrex (Canada). Ces deux types d'instruments permettent d'obtenir facilement des mesures précises au 1/100 de mGal voire mieux pour les modèles dits « microgal ». Les instruments LaCoste & Romberg, conçus dans les années 1940 utilisent un ressort métallique. Ce ressort est immobilisé par un dispositif de blocage pendant le transport.

La figure 2.13 représente le principe d'un gravimètre dit *astatisé*. La tension dans le ressort « à longueur nulle » (obtenue en vrillant le fil sur lui-même lors de la fabrication) est proportionnelle à la longueur et non, comme dans les ressorts traditionnels, à un allongement par rapport à une longueur initiale du ressort soumis à aucune force. Les mesures sont faites en remettant la masse à une position d'équilibre — c'est un appareil dit « de zéro » — en utilisant un ressort de mesure manipulé manuellement (en tournant une molette graduée).

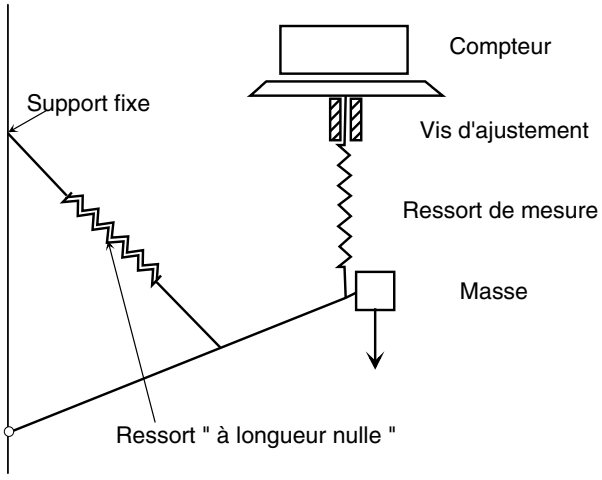


Figure 2.13 – Principe de mesure du gravimètre Lacoste & Romberg.

Les instruments Scintrex conçus à la fin des années 1980, utilisent un ressort vertical en quartz au bout duquel est suspendu une masse placée dans un capteur capacitif. La mesure de la pesanteur revient alors à une mesure de tension électrique. Contrairement au gravimètre LaCoste & Romberg, le ressort n'est jamais immobilisé.

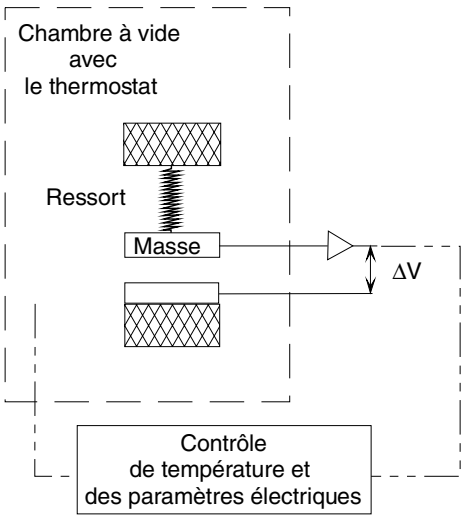


Figure 2.14 – Schéma simplifié du capteur d'un gravimètre Scintrex CG3 (d'après document Scintrex).

Les propriétés mécaniques des ressorts dépendent de la température, et tous ces instruments sont thermostatés et isolés le mieux possible de façon à éviter les variations de température du capteur. En outre, dans les instruments les plus modernes, une correction des variations de température interne peut être effectuée automatiquement.

Pour effectuer les mesures, il est indispensable que l'appareil soit bien horizontal et donc précisemment nivelé. En effet, une inclinaison du capteur va influer sur la mesure de la pesanteur. Si α est l'angle d'inclinaison par rapport à la verticale, la pesanteur mesurée sera alors $g' = g\cos\alpha$, g étant la pesanteur vraie.

Si cet angle est faible on obtient alors :

$$g' = g(1 - 0{,}5\,\alpha^2), \text{ avec } \alpha \text{ en radian.}$$

Si pour $\alpha = 10''$, l'erreur est de l'ordre de 1 μGal, elle augmentera jusqu'à 10 μGal pour $\alpha = 20''$.

Les gravimètres modernes, comme le Scintrex, ont des capteurs d'inclinaison incorporés qui permettent de corriger automatiquement la lecture si l'horizontalité n'est pas parfaite.

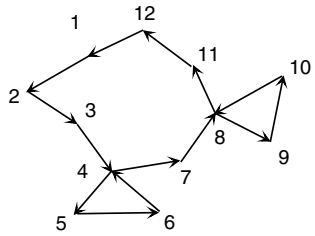
Les gravimètres doivent être *étalonnés*. Étalonner un gravimètre consiste à connaître la loi de proportionnalité entre les lectures faites sur l'appareil et les variations de la pesanteur. Cette loi est en général linéaire, et cela revient à déterminer

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

une constante k. Par exemple, si à une variation d'une graduation sur la molette de l'instrument correspond une variation de pesanteur de 9,949 μGal, la constante sera de 9,949 μGal par division. Pour les instruments « automatiques », la constante est en général en mémoire dans le microprocesseur du gravimètre. Pour étalonner un gravimètre, on doit faire des lectures aussi précises que possibles sur des stations où la pesanteur est parfaitement connue. L'étalonnage est réalisé par le fabricant, mais doit être régulièrement vérifié car le comportement des différents éléments du gravimètre peut varier avec le temps.

Enfin, il faut noter que les propriétés physiques (élasticité) des ressorts peuvent, elles aussi, varier au cours du temps, les gravimètres présentent ce qu'on appelle une *dérive instrumentale*. La dérive est un phénomène complexe, qui s'explique essentiellement par les variations de température éventuelles du capteur, par le changement des conditions de transport et par le vieillissement au cours du temps des liaisons mécaniques. La dérive correspond à une variation de la mesure au cours du temps indépendamment des variations éventuelles de la pesanteur. Heureusement, par fabrication, les gravimètres à ressort dérivent de façon relativement linéaire, de telle sorte que cet effet peut être facilement déterminé et donc corrigé. Il est intéressant de noter, qu'en général, la dérive d'un gravimètre diminue au cours du temps, et donc que des appareils anciens (mais pas trop !) sont meilleurs que des récents. Notons donc que chaque instrument a une dérive propre qui varie en fonction des conditions de terrain.

Typiquement, l'ordre de grandeur de la dérive est de 0,05 à 1,0 mGal par jour. En général, les gravimètres avec des ressorts à quartz ont une dérive plus importante mais plus linéaire que les gravimètres qui utilisent des ressorts métalliques. Lors des mesures, il est donc fondamental de connaître cette dérive pour pouvoir s'en affranchir. Pour cela, on réalise systématiquement des *circuits bouclés* (c'est-à-dire en effectuant la dernière mesure à l'emplacement de la première mesure du circuit) et des *réoccupations* ou *reprises* (une ou plusieurs mesures au même endroit à des moments différents).



1 - 2 - 3 - 4 - 5 - 6 - 4 - 7 - 8 - 9 - 10 - 8 - 11 - 12 - 1

Figure 2.15 – Exemple de circuit pour contôler la dérive de l'instrument.

Sur ces mesures faites à des temps t_0, t_1, t_2, $\cdots$, on voit que la dernière mesure a été effectuée sur le site de la première. On a ainsi bouclé le circuit. Les points 4

et 8 ont été réoccupés chacun une fois. En comparant les valeurs trouvées en ces différents points en fonction du temps et après avoir corrigé les effets de la marée gravimétrique, on pourra calculer la dérive expérimentale de l'instrument.

Les photos suivantes montrent les deux types de gravimètres relatifs présentés ici.

Figure 2.16 – Gravimètre LaCoste & Romberg.

Figure 2.17 – Gravimètre relatif Scintrex CG5 devant un pilier géodésique (dans le rift Assal à Djibouti).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

b) Les gravimètres supraconducteurs

Ces instruments utilisent une propriété des corps supraconducteurs, à savoir la possibilité de lévitation lorsqu'ils sont placés dans un champ magnétique. En pratique, une petite sphère supraconductrice lévite dans une enceinte et toute variation de la pesanteur provoquera une variation de la position verticale de cette sphère que l'on peut mesurer avec une très grande précision. La résolution de ces instruments atteint le nanogal (nGal). La précision que l'on obtient sur la mesure de la pesanteur est meilleure que 0,1 μGal et la dérive est très faible. Pour être dans un état supraconducteur, il faut que l'ensemble soit à très basse température, ce qui s'obtient grâce à l'utilisation d'hélium liquide. À l'heure actuelle, il s'agit donc d'appareils fixes installés dans des observatoires, qui servent à des études très précises sur les variations temporelles de la pesanteur.

c) Les gravimètres « spécifiques »

Certains gravimètres peuvent être adaptés pour des utilisations spécifiques, par exemple, pour pouvoir être utilisés suspendus à un câble, posés sur le fond de la mer à partir d'un navire de surface ou posés sur la surface de la Terre depuis un hélicoptère. Cela requiert que l'instrument soit installé dans un caisson étanche pouvant résister à la pression de l'eau et/ou aux chocs, et qu'il puisse s'auto-niveler.

On parle alors de *gravimètre de fond de mer*. Ce sont toujours des instruments relatifs à ressort, toutefois, un laboratoire de recherche nord-américain a récemment développé un prototype d'instrument absolu pouvant être installé en fond de mer.

Des gravimètres relatifs à ressort ont été adaptés pour pouvoir être installés dans des sondes de forage servant à réaliser des diagraphies. Ce sont des *gravimètres de puits*. Ils permettent de réaliser des mesures de la pesanteur à différentes profondeurs dans les puits.

Ces instruments permettent de réaliser des expériences dites d'Airy (d'après celle réalisé en 1826 par l'Astronome Royal G.B. Airy dans la mine d'Harton pour déterminer la densité moyenne de la Terre). En effet la valeur de la pesanteur en fonction de l'altitude z dans un milieu de densité connue d est donnée par : $g(z) = g_0 + y(\delta)z - 4\pi Gdz$ avec G la constante de gravitation universelle et $y(z)$ le gradient vertical normal de la pesanteur.

On peut ainsi avoir accès à la densité du milieu traversé (application pour les forages par exemple voire à la constante de gravitation universelle G si on connaît la densité du milieu. De fait quelques expériences ont été menées dans la glace du Groenland ou dans des submersibles en mer, mais les précisions obtenues sont en deçà de celles obtenues en laboratoires par différentes méthodes.

2.3.3 Les mesures relatives sur des mobiles (navire, avion)

On a vu précédemment que l'on pouvait effectuer des mesures relatives de la pesanteur sur des points fixes. Il peut être intéressant d'effectuer des mesures en continu en se déplaçant, sur des navires ou des avions par exemple. On utilise alors des gravimètres installés sur des plateformes stabilisées. Mais deux problèmes se posent alors :

- Le mobile sur lequel on effectue des mesures est en mouvement par rapport au référentiel lié au centre de masse de la Terre.
- Le mobile peut subir des accélérations parasites importantes (tangage par exemple sur un bateau).

R. von Eötvös, géophysicien hongrois, a montré en 1895 qu'il fallait appliquer une correction aux mesures pour tenir compte du fait que le mobile se déplace par rapport au référentiel terrestre :

Si V est la vitesse du mobile, ω la vitesse angulaire de rotation de la Terre, φ la latitude et α le cap (c'est-à-dire l'angle entre la direction du mobile avec le Nord) et R le rayon terrestre, cette correction d'Eötvös vaut :

$$2\omega V \cos\varphi \sin\alpha + V^2/R$$

soit, si on exprime cette correction en milligals avec une vitesse en nœuds (un nœud correspond à un mille marin par heure soit 1852 mètres par heure) :

$$7{,}5V \cos\varphi \sin\alpha + 0{,}004V^2.$$

Sur un bateau la vitesse est faible, on néglige généralement le deuxième terme. En revanche il sera important dans les levés aéroportés. On voit que le premier terme est nul si la route suivie est Nord-Sud et maximal si la route est Est-Ouest. De même, la correction est maximale à l'équateur et nulle au pôle.

La précision de la mesure sera dépendante de celle sur la correction d'Eötvös et donc de la qualité de la navigation. C'est l'incertitude de cette correction qui constitue le facteur limitant à l'obtention de mesures de très haute précision en mer ou en avion.

Si l'on différentie l'équation précédente, on obtient :

$$dE = 7{,}5(\cos\lambda \sin\alpha dV + V\cos\lambda\cos\alpha d\alpha - V\sin\lambda\sin\alpha d\lambda) + 0{,}008VdV \text{ mGal}.$$

La figure 2.18 d'après Dehlinger montre qu'en fonction des incertitudes sur les paramètres de navigation on peut minimiser l'erreur sur la correction d'Eötvös en choisissant le bon cap. Par exemple en avion, il vaut mieux suivre un cap est-ouest. La correction d'Eötvös est plus forte dans la direction est-ouest que nord-sud mais l'imprécision est beaucoup plus faible.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

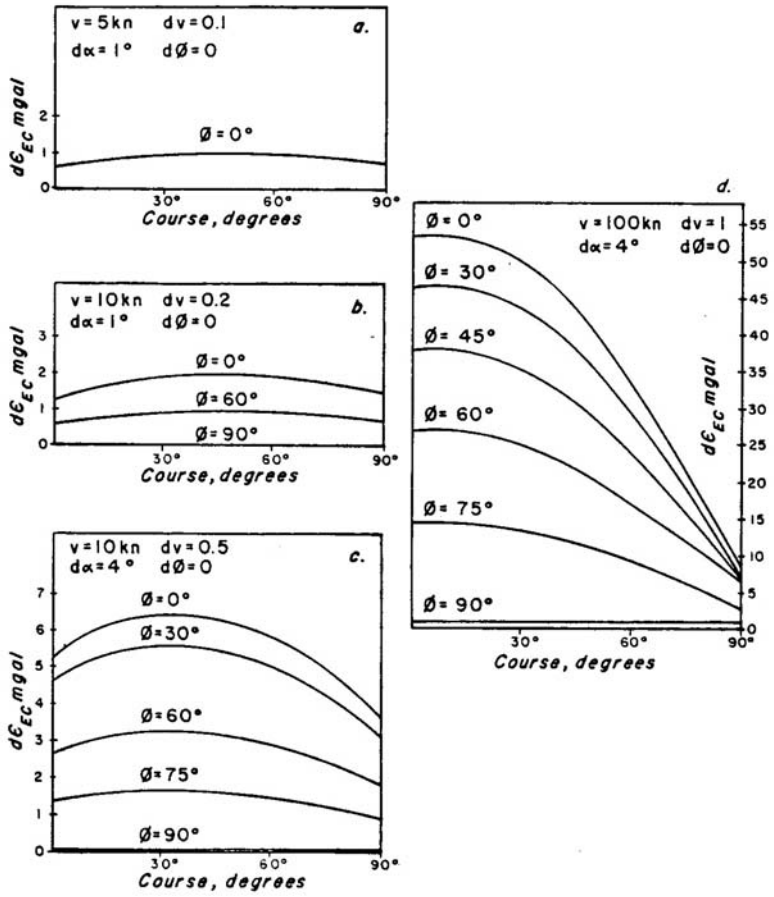


Figure 2.18 – Erreurs sur la correction d'Eötvös en fonction de différents paramètres : v = vitesse en nœuds, α cap (course en anglais) en degrés, Φ latitude. D'après Dehlinger.

En ce qui concerne les accélérations verticales parasites, $\ddot{z}$ il faut noter que celles-ci peuvent être extrêmement fortes. Par mauvaise mer, par exemple, elles peuvent atteindre 100 000 mGal ! ! Le gravimètre mesure donc la somme $g + \ddot{z}$.

Pour extraire le signal qui nous intéresse, on effectue alors un filtrage en tenant compte du fait que ces deux signaux n'ont pas le même contenu spectral. Les variations de $\ddot{z}$ essentiellement liées aux vagues, sont de beaucoup plus courtes longueurs d'onde que celles de g.

Cependant, il est évident que la mesure de la pesanteur sera d'autant meilleure que le mobile sera stable. La précision de ces mesures sur des mobiles est variable, mais elle est de toute façon de l'ordre de 1 à 5 mGal, soit une précision bien moins bonne que celle obtenue en effectuant des mesures à l'arrêt sur la terre ferme. Bien évidem-

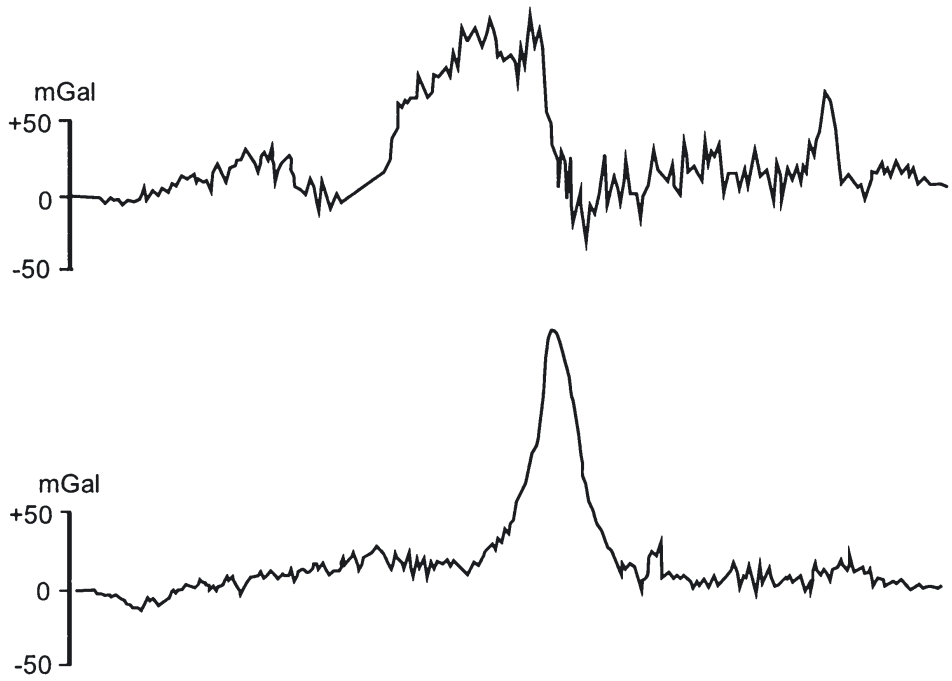


Figure 2.19 – Exemple d'enregistrement gravimétrique par très mauvaise mer (en haut) et par mer agitée (en bas) sur deux monts sous-marins de l'Océan Indien. La longueur des profils est de 360 et 510 km en haut et en bas respectivement.

L'effet de la mer est d'introduire un bruit de haute fréquence sur le signal que l'on peut éliminer par filtrage.

ment le nombre de mesures effectuées continûment ou régulièrement en déplacement est bien supérieur à celui obtenu par les méthodes traditionnelles. Notons également, que ce n'est que récemment que les mesures en avion sont devenues possibles, grâce au progrès des méthodes de positionnement, notamment par les satellites artificiels (GPS).

2.3.4 La mesure des gradients de la pesanteur

En fait les premières mesures des variations de la pesanteur pour la prospection n'ont pas été réalisées avec des gravimètres mais avec des instruments mesurant le gradient horizontal de la pesanteur. Ces instruments, des balances de torsion, avaient été inventés par Eötvös. Compte tenu des difficultés de mesure, ces instruments ont été abandonnés au profit des gravimètres.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Récemment, les mesures de gradients ont été l'objet d'un renouveau avec la mise au point d'instruments capables de mesurer en déplacement les gradients horizontaux et verticaux. Les gradients de pesanteur sont des éléments du *tenseur de pesanteur*. Ce domaine de la gravimétrie s'appelle la *gradiométrie gravitationnelle*. En géophysique appliquée on utilise le terme FTG (*Full tensor (gravity) gradiometry*).

Dans un système de coordonnées locales lié au repère astronomique la pesanteur est un vecteur

$$\boldsymbol{g} = -\mathbf{grad}\, W = \left(\frac{\partial W}{\partial X}, \frac{\partial W}{\partial Y}, \frac{\partial W}{\partial Z}\right),$$

W étant le potentiel de pesanteur (un scalaire).

Une différentiation supplémentaire permet d'obtenir le tenseur de pesanteur (également appelé *tenseur d'Eötvös*).

$$\mathbf{grad}\, \boldsymbol{g} = \mathbf{grad}\, (\mathbf{grad}\, W).$$

2.3.5 La détermination de l'anomalie du géoïde grâce aux satellites altimétriques

Depuis les années 1980, on peut déterminer directement l'anomalie du géoïde sur les océans depuis l'espace. Le principe de la mesure est simple. Un satellite artificiel est équipé d'un radar émettant des ondes très haute fréquence (≈13 kHz) qui pourront se réfléchir sur la surface de la mer[6]. L'orbite du satellite artificiel est connue par rapport à l'ellipsoïde de référence. La mesure radar permet d'obtenir la distance entre la surface instantanée de l'océan et le satellite.

On obtient donc la distance entre la surface instantanée de l'océan et l'ellipsoïde de référence. La distance entre la surface moyenne de l'océan et la surface instantanée correspond à ce qu'on appelle la *topographie océanique*. Elle varie au cours du temps et en moyennant des mesures effectuées au même point à différents instants, on peut s'en affranchir et obtenir finalement la quantité qui nous intéresse, à savoir la distance entre le géoïde et l'ellipsoïde. L'anomalie du géoïde se mesure donc en mètres.

Notons que la topographie océanique qui nous gêne ici, est en fait un signal fondamental qui est analysé par les océanographes. Ces satellites qui servent donc à la fois aux géophysiciens et aux océanographes sont appelés *satellites altimétriques*.

On obtient ainsi une valeur environ tous les 7 km le long de la trace de l'orbite du satellite. La figure 2.21 suivante montre, par exemple, une anomalie au-dessus d'un mont sous-marin. On voit qu'il y une « bosse » du géoïde de quelques mètres d'amplitude sur quelques dizaines de kilomètres de longueur.

6. On verra dans le chapitre 5 (Sismique réflexion et sismique réfraction) que plus les ondes sont de hautes fréquences, moins elles pénètrent dans les milieu.

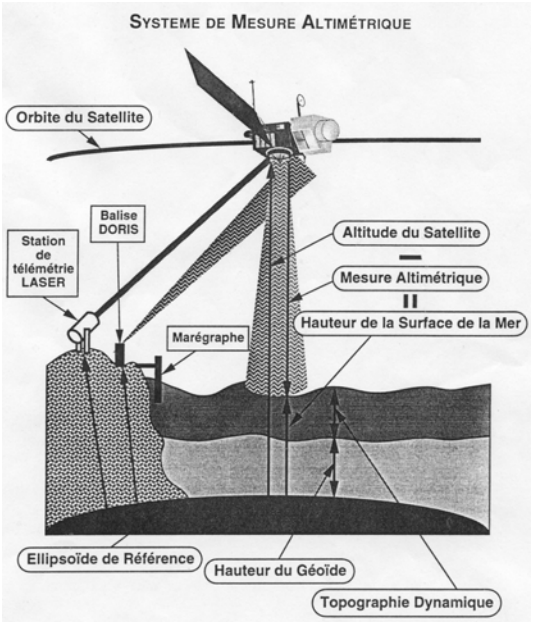


Figure 2.20 – **Principe de la mesure altimétrique (document GRGS-CNES).**

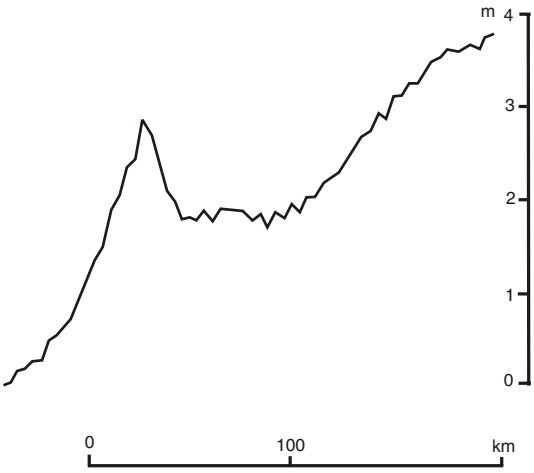


Figure 2.21 – **Anomalie du géoïde le long d'un profil passant au-dessus d'un mont sous-marin en Polynésie française.**

Cette anomalie est superposée à une grande tendance linéaire (voir plus loin la notion d'anomalie régionale).

Il est intéressant de regarder qu'elle est la précision finale sur l'anomalie du géoïde ainsi obtenue.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Le tableau suivant donne les différents satellites dont les données ont été disponibles pour les scientifiques. On voit que les derniers satellites donnent une précision finale sur les anomalies du géoïde de quelques centimètres.

Nom	Agence	Date	Précision
SKYLAB	NASA	1973	100 cm
GEOS-3	NASA	1976	30 cm
SEASAT	NASA	1979	10 cm
GEOSAT	NASA	1985	7 cm
ERS-1	ESA	1991	5 cm
TOPEX-POSEIDON	NASA/CNES	1992	5 cm
JASON 1	NASA/CNES	2001	2 cm
JASON 2	NASA/CNES	2008	2 cm

On peut ainsi cartographier les anomalies du géoïde sur les océans directement à partir de ces mesures. On peut aussi obtenir des cartes d'anomalies du champ de pesanteur puisqu'il est possible de passer mathématiquement[7] des anomalies du géoïde aux anomalies de pesanteur et inversement.

La figure 2.22 montre une cartographie des anomalies du géoïde sur les océans déduites de ces mesures satellitaires. On voit que les plus fortes anomalies visibles à cette échelle atteignent environ ±150 m. Il y en a bien évidemment d'autres, mais de plus petites amplitudes et de plus petite échelle (fig. 2.21). L'interprétation de ces anomalies nous renseignera sur la structure et la dynamique de l'intérieur de la Terre. Au-delà, on peut noter que l'amplitude de ces grandes anomalies est bien plus petite que la différence entre rayon équatorial et rayon polaire, cela confirme *a posteriori* que l'ellipsoïde de référence est bien proche du géoïde et par conséquent que les hypothèses retenues pour l'obtenir (Terre de structure relativement simple, en « oignon ») sont raisonnables !

L'apport de ces satellites a été fondamental et a révolutionné la connaissance sur le champ de pesanteur sur les océans. En particulier, on a pu ainsi obtenir une couverture complète de données géophysiques de qualité homogène sur une surface représentant plus de 70 % du globe. Auparavant, les seules données dont on disposait étaient fournies par les navires océanographiques qui sont loin d'avoir couvert l'ensemble de l'océan mondial...

Notons toutefois que les satellites n'ont pas rendu obsolètes les mesures gravimétriques à bord de navires océanographiques. Celles-ci seront toujours indispensables pour décrire finement le champ de pesanteur, en effet les données fournies par les satellites ont une résolution plus faible que les données marines. De plus, les navires permettent de mesurer d'autres données géophysiques simultanément avec la gravimétrie ce qui est important pour l'interprétation.

7. Ce calcul sort du cadre de cet ouvrage.

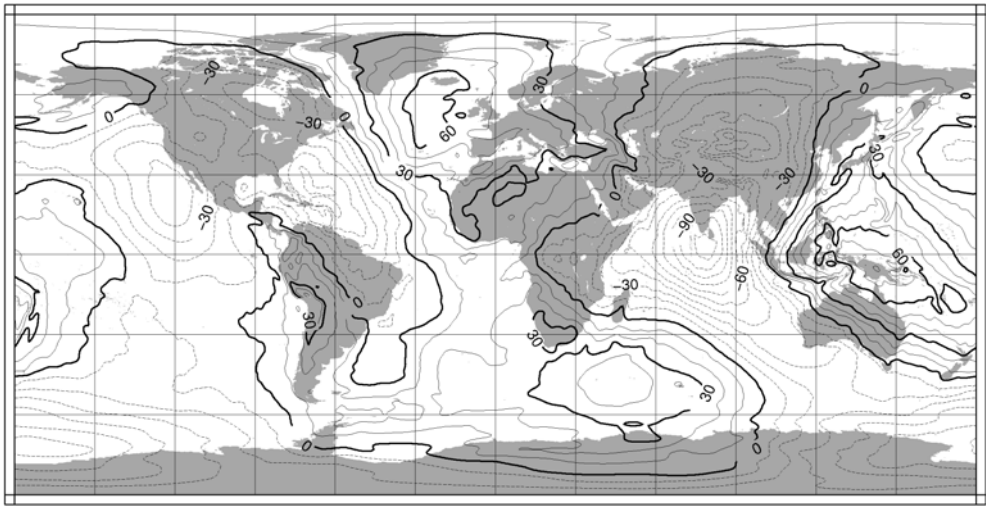


Figure 2.22 – **Anomalie du géoïde obtenues à partir des mesures de différents satellites (données GRGS).**

Rappelons, en conclusion, que ces satellites permettent d'accéder aux anomalies du géoïde uniquement sur les océans.

2.3.6 Mesures depuis l'espace : les missions de gravimétrie spatiale

Les orbites des satellites sont influencées par le champ de gravité. C'est une des forces agissant sur le satellite qui fait que celui-ci ne suit pas la trajectoire parfaitement elliptique que prédisent les lois de Kepler pour une Terre idéale sans hétérogénéités latérales de densité. L'analyse de ces perturbations des orbites, l'*orbitographie*, permet de mieux comprendre les forces agissant sur le satellite et en particulier le champ de gravité. Depuis la fin des années 1960, on a pu ainsi déterminer les grandes longueurs d'onde spatiales (typiquement supérieures à 500 km) du champ de pesanteur terrestre en cumulant les observations sur de nombreux satellites dédiés (par exemple Starlette) ou non (comme le satellite SPOT).

Depuis quelques années on a lancé ou préparé des missions dédiées à la mesure directe du champ de pesanteur depuis l'espace. L'objectif est d'obtenir une cartographie globale et homogène du champ de pesanteur terrestre.

Pour améliorer la connaissance du champ de pesanteur à partir de mesures satellitaires, quatre critères devaient être satisfaits :

1. Avoir des satellites avec une orbite la plus basse possible.
2. Avoir un suivi continu de la trajectoire.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

3. S'affranchir des forces de surface qui perturbent le satellite et de les mesurer grâce à des accéléromètres.
4. Augmenter le sensibilité de la mesure par « différentiation »

C'est ce qui a été fait notamment dans les missions GRACE et GOCE. Il s'agit de missions à basse altitude. L'orbite est bien connue grâce aux constellations de satellites type GPS. La première est une mission germano-américaine lancée en 2002. Le principe consiste à mesurer précisément (c'est-à-dire avec une précision de quelques microns) la distance entre deux satellites (nommés Tom and Jerry) qui se suivent à une distance moyenne de 150 à 300 km et qui évolue en orbite à environ 400 km. Les hétérogénéités de masses en profondeur créent des variations du champ de pesanteur et donc des variations de la distance entre les deux satellites. En mesurant cette distance entre les satellites dont les positions sont par ailleurs très bien connues (fig. 2.23), on a ainsi accès au champ de pesanteur.

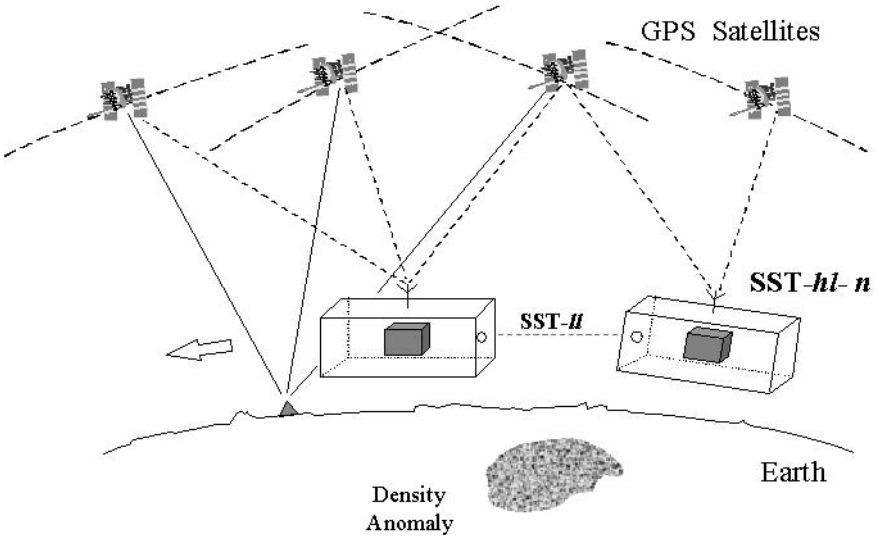


Figure 2.23 – Principe de mesure d'une mission de type GRACE (document ESA).

L'objectif de cette mission est principalement de mesurer très précisément les variations temporelles du champ de pesanteur sur des très grandes longueurs d'ondes (quelques μGal à l'échelle du millier de km) pour des applications essentiellement environnementales (hychologie, variations des volumes des glaces continentales, etc.).

Pour sa part, GOCE est une mission de l'Agence Spatiale Européenne (la première du programme Earth Explorer) qui a été lancée en 2009. Son objectif est de cartographier précisément les variations spatiales du champ de pesanteur avec une précision du mGal pour des longueurs d'onde aussi petite que de la centaine de km. GOCE est

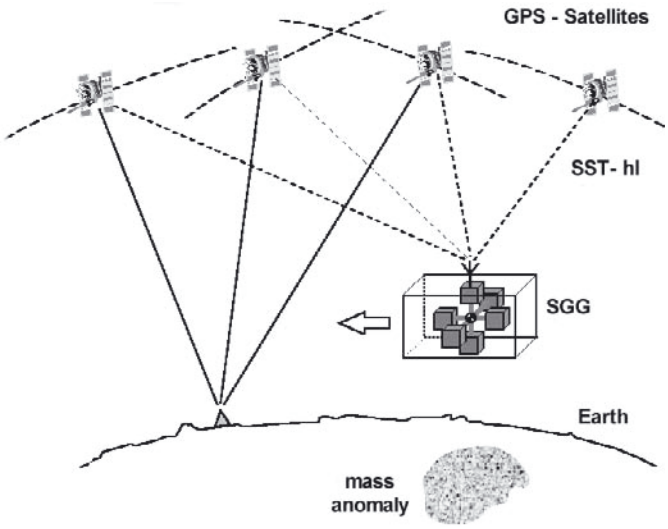


Figure 2.24 – **Pincipe de la mission de type GOCE (document ESA).**

prévu pour une orbite à 250 km d'altitude. Le principe de mesure est la gradiométrie spatiale. On mesure à bord du satellite les gradients de la gravité dans trois directions indépendantes en utilisant des paires d'accéléromètres ultra sensibles développés par l'ONERA et à partir de ces gradients, on reconstitue le champ de pesanteur (fig. 2.24).

2.4 Les systèmes de positionnement modernes par satellites

Dans la section qui suit, nous allons donner quelques éléments de cartographie et de positionnement y compris sur les principes de fonctionnement des systèmes de positionnement par satellites, tel que le GPS (*Global Positioning System*). Le lecteur intéressé pourra trouver des développements et des compléments dans des manuels de géodésie ou sur la toile.

2.4.1 Les systèmes géodésiques locaux et spatiaux

Pour localiser un point situé sur ou à proximité de la surface de la Terre il est nécessaire tout d'abord de définir un *système géodésique* (également appelé *datum*). Les *coordonnées géographiques* sont intimement liées au sytème géodésique. Un système géodésique comporte plusieurs éléments. Il comprend un ellipsoïde de référence, éventuellement un point fondamental (pour les systèmes locaux), un méridien origine et une représentation plane associée pour les besoins de la cartographie. L'el-

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

lipsoïde doit être choisi de façon à minimiser l'anomalie de géoïde, c'est-à-dire la distance entre l'ellipsoïde et le géoïde.

On peut faire cette minimisation à l'échelle d'un pays ou d'une région donnée, on obtiendra alors un *système géodésique local* bien adapté à ce pays ou cette région. Pour cela on utilise des mesures d'angles et de distances au sol à partir du point fondamental. En ce point, par convention le géoïde et l'ellipsoïde sont tangents. En procédant ainsi, le centre de l'ellipsoïde peut être déplacé par rapport au centre des masses de la Terre de plusieurs centaines de mètres.

Historiquement, on comprend bien pourquoi chaque pays a pu ainsi choisir un système bien adapté à son territoire et cela a donc conduit à une multitude de systèmes géodésiques différant les uns des autres et ne coïncidant pas avec le centre de masse de la Terre. Ces systèmes sont bidimensionnels, on n'a pas d'information sur la hauteur, ils sont donc en général complétés par un système altimétrique.

C'est ainsi qu'en France métropolitaine le système dit NTF (pour Nouvelle Triangulation de la France) a été en vigueur jusqu'en 2000. Ce système utilisait l'ellipsoïde de Clarke 1880 IGN, le point fondamental était la croix du Panthéon à Paris, le méridien origine était celui de Paris et la représentation plane associée la projection conique conforme (c'est-à-dire qu'elle conserve les angles) de Lambert. Les altitudes correspondaient au système IGN 1969. Sa précision était de l'ordre de 10^{-5} soit 1 cm pour 1 km.

Le décret du 26 décembre 2000 a établi en France métropolitaine le Réseau Géodésique Français (RGF 93) comme système de référence légal. Ce système est défini à partir de mesures de géodésie spatiale. Le méridien de référence est celui de Greenwich. Il est lié au système de référence mondiale ITRS et l'ellipsoïde associé est IAG-GRS80. Les représentations planes associées sont les projections Lambert-93 et coniques conformes 9 zones. Son exactitude est de l'ordre de 1 à 2 cm en horizontal. Il est directement compatible avec les mesures GPS.

Pour un *système géodésique mondial* on utilisera également des mesures spatiales. Les systèmes basés sur la géodésie spatiale sont dit *géocentriques*, c'est-à-dire que leur centre est situé (à quelques mètres près) au centre de masse de la Terre. Les coordonnées sont tridimensionnelles (latitude, longitude et hauteur ellipsoïdale). Par exemple le système WGS 84 (*World Geodetic System 1984*) utilise l'ellipsoïde IAG GRS 1980. La projection associée est l'UTM. Le système GPS utilise WGS 84.

Le système géodésique mondial de référence est l'ITRS *(International Terrestrial Reference System)*. Comme le système Terre change constamment de forme, on calcule régulièrement une réalisation de ce système appelée l'ITRF (*International Terrestrial Reference Frame*). L'ITRF est constitué par un ensemble de coordonnées et déplacements de stations à la surface terrestre. La dernière réalisation date de 2008, et prend en compte les mouvements des points de fait de la tectonique des plaques,

des marées terrestres, etc... Sa précision est de l'ordre du cm pour les positions et du mm/an pour les vitesses des stations.

Il est possible de passer d'un système à un autre en effectuant des transformations. L'exposé de ces transformations sort du cadre de cet ouvrage.

2.4.2 Latitude et longitude

On se positionne par l'intermédiaire des coordonnées géographiques, c'est-à-dire la latitude et la longitude (notés traditionnellement par Φ et λ) par rapport à l'équateur et un méridien d'origine.

La latitude est l'angle entre le plan de l'équateur et la verticale du lieu considéré (fig. 2.26).

La latitude varie entre 0° et 90° de part et d'autre de l'équateur.

La longitude est l'angle entre le méridien origine et le méridien passant par le point considéré. Elle est normalement comptée positivement vers l'est (de 0 à 180°) et négativement vers l'ouest. On trouve aussi des longitudes comptées de 0 à 360°, donc toujours positives.

Un degré de longitude mesure environ 111 km à l'équateur et 0 km aux pôles. Vers 48° de latitude il vaut 74 km.

Les coordonnées géographiques dépendent donc d'un système géodésique. Un même point localisé dans des systèmes différents aura des latitudes et longitudes qui pourront être éloignées les unes des autres jusqu'à plusieurs centaines de mètres.

Par exemple, les coordonnées géographiques de la Tour Eiffel sont dans les systèmes ED 50 et WGS 84 de :

Longitude : 2° 17′ 45″ et 2° 17′ 40,4″

Latitude : 48° 51′ 32″ et 48° 51′ 28,7″

Lorsque l'on repère les coordonnées géographiques ou qu'on les reporte sur une carte, il est fondamental de connaître le système géodésique utilisé. Il est en général indiqué sur les cartes dans un cartouche ou en marge.

2.4.3 Altitude et hauteur ellipsoïdale

L'altitude d'un point est la distance suivant la direction de la ligne de force de la pesanteur entre le point et le géoïde. C'est cette quantité qui est utile dans la vie courante, par exemple pour déterminer le sens d'écoulement de l'eau ou pour ce qui concerne les activités des géomètres et topographes. On utilise également le terme d'*altitude orthométrique*. La référence peut également varier d'un pays à l'autre. En France c'est la hauteur par rapport à la valeur moyenne du marégraphe de Marseille.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

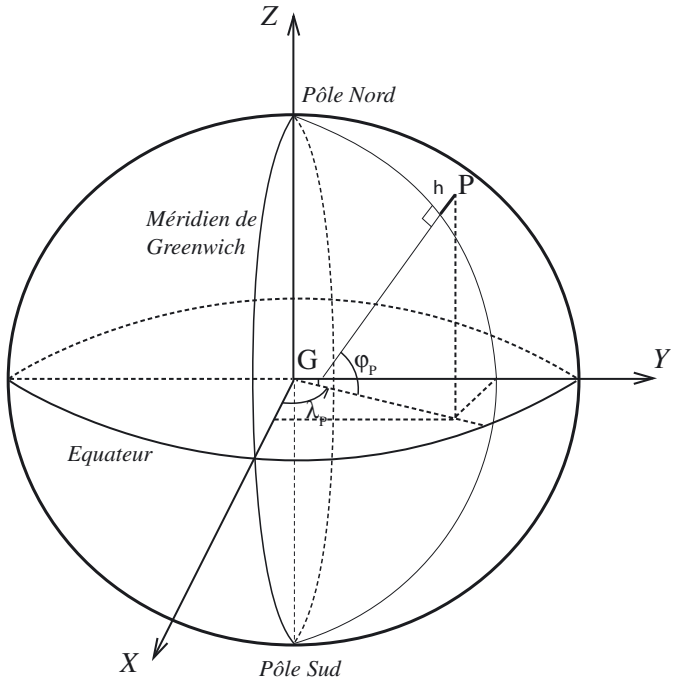


Figure 2.25 – **Coordonnées géographiques.**

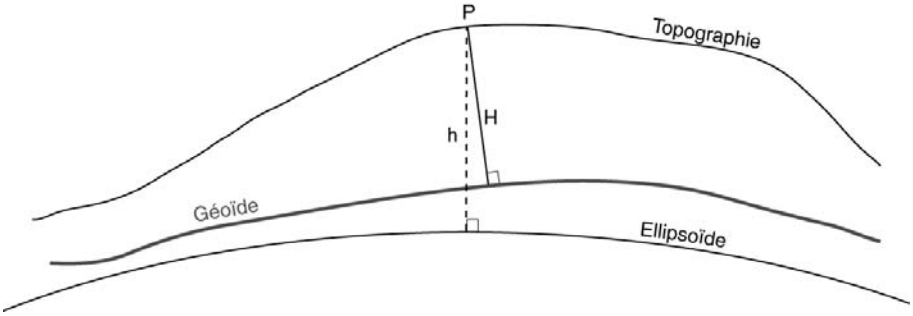


Figure 2.26 – **Altitude (H) et hauteur ellipsoïdale (h).**

En Belgique, c'est le niveau moyen des basses mers à Ostende. Par conséquent les altitudes ne sont pas forcément cohérentes d'un pays à l'autre ! On obtient les altitudes par les techniques du *nivellement*.

Les moyens de positionnement spatiaux fournissent eux des *hauteurs ellipsoïdales*. La hauteur ellipsoïdale est la distance entre le point de mesure et l'ellipsoïde considéré. Pour obtenir une altitude orthométrique avec un système comme le GPS, il faut donc connaître l'anomalie du géoïde en ce point. Pour le territoire métropolitain fran-

çais, il existe une grille de conversion précise à quelques centimètres réalisée par l'IGN. Inversement si on effectue une mesure par GPS sur un point nivellé on aura accès à l'anomalie du géoïde.

2.4.4 Le principe du GPS

Le système GPS (*Global Positioning System*) a été mis en place par la défense américaine dans le but d'obtenir en temps réel et partout sur la Terre les positions, vitesse de déplacement éventuel et temps de référence précis. Ce système satellitaire faisait suite au premier système satellite utilisé pour la navigation dans les années 1960 et 1970, le système Transit. Transit ne permettait pas de positionner en tout point à tout instant et n'était pas suffisamment précis pour les besoins modernes (quelques centaines de mètres néammoins !). D'autres systèmes basés sur les mêmes principes que le GPS existent ou sont en préparation, notamment le système russe GLONASS et le système européen en préparation Galileo. Ces systèmes sont appelés GNSS (Global Navigation System). Dans tous ces systèmes, aucun signal n'est émis par l'utilisateur, ils sont dits passifs ou « descendants ». Il existe également des systèmes actifs, par exemple DORIS, développé par le CNES pour des besoins d'orbitographie précise. Un tel sytème est « ascendant » puisque le signal est émis par les stations au sol qui comportent une balise émettrice et une antenne, et est reçu par les satellites. Le système DORIS se compose d'un réseau de stations émettrices, de récepteurs à bord des satellites, d'un centre de réception et de traitement des données et de stations dites de localisation. Les systèmes de positionnement spatial permettent de réaliser des positionnements précis et les mesures des mouvements de la surface terrestre, des mouvements du pôle de rotation et ceux du centre de masse de la Terre.

Le système GPS comporte trois segments, à savoir les segments spatial, de contrôle et utilisateur.

- *Le segment spatial* : le segment spatial consiste en, au moins 24 satellites orbitant dans six plans orbitaux (quatre satellites par plan orbital) séparés de 60°. L'orbite est quasi-circulaire, leur altitude est de 20 200 km environ et leur période orbitale est de 11h58. La configuration de la constellation des satellites fait que chaque point de la Terre est en « vue » d'au moins cinq satellites (et généralement beaucoup plus) (fig. 2.27).

  Les satellites GPS ont à bord quatre horloges atomiques (deux au césium et deux au rubidium) ultra précises. Chaque satellite possède un émetteur-récepteur. Il émet en direction de la Terre deux ondes, L_1 et L_2 de longueurs d'onde 19 et 24,4 cm respectivement. Ces ondes sont modulées et diffusent un signal constitué de deux codes pseudo aléatoires, à savoir le code C/A et le code P, ainsi qu'un code d'informations. Celui-ci contient des renseignements utiles pour le calcul (position du satellite, sa qualité, état de son horloge, ...). Les codes C/A et P permettent de

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

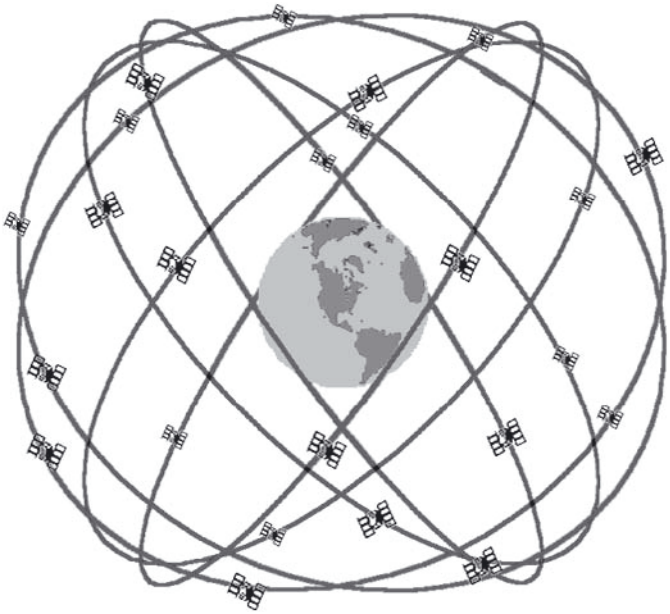


Figure 2.27 – Constellation nominale GPS : 24 satellites dans 6 plans orbitaux, 4 satellites dans chaque plan, altitude 20 200 km, inclinaison 55 degrès.

calculer la distance entre le récepteur et le satellite. Le code *C/A* est accessible à tous les utilisateurs et autorise un positionnement « standard » (*C/A* signifie *Coarse Acquisition*). Le code *P* est crypté car il est réservé aux militaires et à certains utilisateurs, P signifie précis. La distance est déterminée à partir du temps de parcours de l'onde. L'onde se propage à la vitesse de la lumière dans le vide mais elle est ralentie et subit des diffractions en traversant l'ionosphère (la couche comprise entre 60 et 200 km) et la troposphère (entre 0 et 15 km). Le récepteur se trouve à l'intersection des différentes sphères dont les rayons sont les distances ainsi déterminées et les centres chacun des satellites. Comment est-ce que le récepteur connaît la position des satellites ? En pratique le signal émis par le satellite à un instant donné contient l'information sur le temps d'émission de l'onde et sur les paramètres d'orbites. *A priori*, il suffirait donc d'avoir des signaux de trois satellites pour se positionnner, c'est-à-dire calculer les trois coordonnées géographiques cherchées (latitude, longitude, hauteur ellipsoïdale) à la condition de connaître précisément l'heure d'arrivée des ondes sur le récepteur (fig. 2.28). Mais l'horloge du récepteur est bien moins précise que celle du satellite et par conséquent on ne pourra connaître précisément le temps de parcours de l'onde entre le satellite et le récepteur. Pour y remédier on utilisera le signal d'un quatrième satellite de façon à corriger l'erreur sur le temps en synchronisant l'horloge interne du récepteur avec

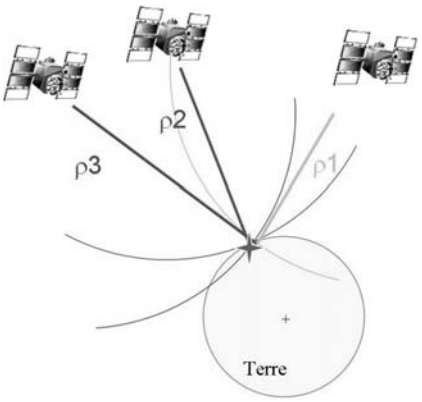


Figure 2.28 – Positionnement d'un point à la surface de la Terre par triangulation.
En pratique il faut un quatrième satellite pour déterminer latitude, longitude, hauteur ellipsoïdale et le temps (document M.N. Bouin).

le temps de référence donné par le GPS. En d'autres termes on déterminera avec les quatre satellites les trois coordonnées géographiques et le temps. En théorie, il faut donc un minimum de quatre satellites pour se localiser[8]. Si on reçoit les signaux de plus de satellites, la localisation sera évidemment plus précise et plus rapide à obtenir. La qualité de la localisation dépend également de la géométrie de la constellation des satellites, c'est-à-dire des positions des satellites par rapport au récepteur.

Actuellement, la précision théorique de la localisation « standard » *C/A* est de 13 mètres en horizontal et de 22 mètres en vertical.

Plusieurs facteurs contribuent à limiter la précision. Parmi ceux-ci on peut citer, l'erreur sur la connaissance de l'orbite du satellite, celle de l'horloge et enfin la méconnaissance des perturbations de la vitesse de propagation de l'onde dans l'ionosphère et la troposphère. Enfin, ce qu'on appelle les trajets multiples, c'est-à-dire les trajets indirects des ondes entre le satellite et le récepteur après une réflexion sur des points proches de l'antenne du récepteur (sol, mur, tête de l'opérateur, ...) éventuels contribuent également à l'imprécision finale.

- *Le segment de contrôle* : le segment de contrôle comporte une station principale dans le Colorado et quatre autres stations à terre régulièrement réparties en fonction de la longitude. Ces stations suivent en continu les satellites et transmettent régulièrement des données aux satellites pour qu'ils restent synchronisés avec la Terre (fig. 2.29).
- *Le segment utilisateur* : le segment utilisateur est donc constitué du récepteur GPS. Celui-ci comporte à la fois un récepteur, des processeurs permettant d'effectuer les calculs et des mémoires significativement importantes pour stocker les données

8. Si on ne reçoit les signaux que de trois satellites on pourra se positionner à la condition de fixer une coordonnée, en l'occurrence la hauteur ellipsoïdale.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

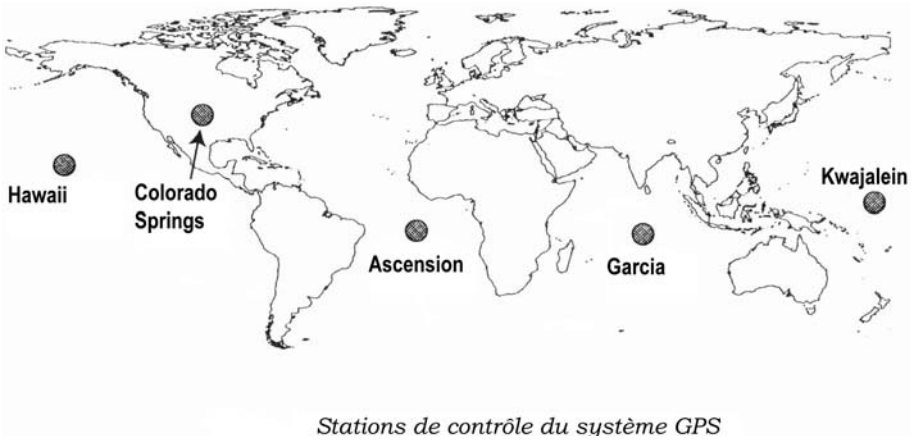


Figure 2.29 – Contrôle principal du GPS et réseau des stations secondaires de contrôle. (d'après Botton et coll.)

indispensables. Les prix des récepteurs varient de près de deux ordres de grandeurs en fonction des objectifs, depuis le récepteur à antenne intégrée de la taille d'un téléphone portable jusqu'à la station utilisée en géodésie de précision. Les récepteurs bon marché ne reçoivent que l'onde L_1. Les récepteurs les plus performants peuvent recevoir les ondes L_1 et L_2, voire des données d'autres systèmes, par exemple GPS-GLONASS, et surtout sont capables d'avoir accès à la phase des signaux et non uniquement aux temps d'arrivée. On peut alors faire des calculs plus précis. Les antennes sont évidemment des éléments essentiels. Pour des localisations précises, il faut utiliser des antennes conçues pour éviter au maximum les trajets multiples. De même, on positionne en fait le plan de masse de l'antenne, il faut donc le connaître très précisément si on recherche de grandes précisions.

Les différents constructeurs d'instruments se sont mis d'accord pour utiliser un format standard des données, ou du moins pour pouvoir transformer le format des données de tel ou tel fabricant en ce format unique dit format RINEX.

2.4.5 Le GPS différentiel (DGPS)

Pour améliorer la précision des localisations et accéder à une précision suffisante pour les besoins de la géodésie (centimétrique voire mieux), on peut mettre en œuvre un protocole de mesure permettant de faire des mesures relatives et non plus absolues. On va donc faire des mesures différentielles (Differential GPS = DGPS).

L'idée est de mesurer des variations de positions entre deux récepteurs, l'un situé en un point connu et l'autre mobile. Les deux récepteurs peuvent éventuellement communiquer (par une liaison radio), on effectuera alors des mesures relatives en

temps réel. Sinon, on effectuera des calculs postérieurement à l'acquisition des données (en post-traitement). On peut utiliser deux récepteurs installés par les soins de l'opérateur ou utiliser comme station de référence une station des réseaux internationaux ou nationaux dont les données sont généralement accessibles par internet. En pratique, les deux récepteurs sont à des distances petites devant la distance du satellite. On peut donc supposer que l'onde sera perturbée de la même façon par l'ionosphère et la troposphère. De plus les erreurs d'orbite et d'horloge seront les mêmes pour les deux trajets. Par conséquent on réduit fortement les imprécisions et on peut, en mode différentiel et moyennant quelques précautions, atteindre des précisions de quelques millimètres sur les localisations.

Que ce soit en mode GPS ou DGPS on peut effectuer différents types de mesures. On peut tout d'abord stationner sur un point donné pendant un certain temps et couper le récepteur si on se déplace. On parlera de *mode statique*. On peut aussi garder le récepteur en fonctionnement et se déplacer. On parlera de *mode cinématique*, c'est ce qu'on utilise pour la navigation. Enfin, on peut imaginer d'autres modes, ou de combinaison de modes, par exemple le « rapide statique », etc. Le type de levé et le mode DGPS ou GPS dépendront naturellement des précisions recherchées *a priori* et du terrain.

Exercices

Quizz.

À l'issue de ce chapitre, le lecteur doit pouvoir répondre à des questions telles que :

- Quelle est la forme de la Terre ?
- De combien diffère le rayon terrestre entre l'équateur et les pôles ?
- À quoi correspondent le géoïde et l'ellipsoïde ?
- Pourquoi l'eau ne « tombe-t-elle » pas dans les trous du géoïde ?
- Qu'elle est l'amplitude des ondulations du géoïde ?
- Pourquoi la pesanteur n'est-elle pas constante sur une équipotentielle ?
- Comment mesurer la pesanteur ?
- Quelle est la différence entre une mesure absolue et une mesure relative ?
- Pourquoi les mesures effectuées sur des mobiles sont moins précises que celles réalisées en station fixe ?
- Que vaut la pesanteur à l'équateur et aux pôles ?
- Qu'est-ce qui fait changer la valeur de la pesanteur terrestre au cours du temps ?
- Comment se repère-t-on sur la Terre, qu'est-ce qu'un système géodésique ?

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

– Pourquoi il est faux *a priori* de dire que deux points à la même latitude (mais à des longitudes différentes) dont les altitudes diffèrent de 1 000 m sont éloignés de 1 000 m du centre de la Terre ?
– Pourquoi les coordonnées géographiques d'un point lues sur le cadran d'un récepteur GPS et celles lues sur une carte IGN au 25000ème ne correspondent-elles pas toujours ?

2.1 En supposant que la Terre est une sphère immobile de rayon $r = 6\,371$ km, calculez sa masse et sa masse volumique sachant que g à la surface vaut : $g = 9{,}81$ m.s^2.

2.2 À partir de l'expression de l'accélération de la pesanteur obtenue page 11 et de la masse de la Terre calculée dans l'exercice précédent, calculez la valeur de la pesanteur à l'équateur et aux pôles et discutez l'importance relative des différents termes de l'équation donnant l'expression de l'accélération de la pesanteur. Quelle devrait être la longueur du jour pour que la pesanteur soit nulle à l'équateur ? Rayon équatorial $a = 6\,378$ km, rayon polaire $c = 6\,357$ km, $J_2 = 1{,}082 \cdot 10^{-3}$.

Corrigés

2.1 On a $g = GM/r^2$, soit $M = \text{gr}^2/G = 4/3\pi r^3\rho$. On trouve alors : $M = 5{,}97 \times 10^{24}$ kg et $\rho = 5{,}51 \times 10^3$ kg $\cdot$ m^3.

2.2 On peut donc écrire :

À l'équateur : $g_{eq} = \dfrac{GM}{a^2}\left[1 + \dfrac{3}{2}J_2\right] - \omega^2 a$

Aux pôles : $g_p = \dfrac{GM}{c^2}\left[1 - 3\dfrac{a^2}{c^2}J_2\right]$

La Terre fait un tour sur elle-même en 24 heures, donc :

$$\omega = 7{,}272 \times 10^{-5} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}.$$

On trouve donc :

$$g_{eq} = 9{,}793 \times (1 + 0{,}001\,6) - 0{,}034 = 9{,}78 \text{ ms}^{-1} \quad \text{et} \quad g_p = 9{,}83 \text{ ms}^{-1}$$

L'effet maximum de la rotation est donc de l'ordre de 0,034 ms^{-1} soit environ 30/00 de g normal. L'effet de « forme » est de l'ordre de 20/00 de g normal.

Pour que la pesanteur s'annule à l'équateur, il faut que la Terre fasse un tour sur elle-même en 1 heure et 24 minutes.

ANOMALIES GRAVIMÉTRIQUES

3

OBJECTIFS

Comprendre pourquoi et comment on calcule des anomalies gravimétriques, à faire des calculs de l'effet sur la pesanteur de structures géologiques dont la géométrie est assimilable à des formes simples et à savoir « lire » une carte d'anomalies de Bouguer.

3.1 CORRECTIONS ET ANOMALIES GRAVIMÉTRIQUES

Nous savons à présent calculer la valeur théorique de la pesanteur en tout point de l'ellipsoïde et nous sommes également capables de mesurer la pesanteur.

Il est donc intéressant de comparer valeur théorique et valeur mesurée pour obtenir des anomalies qu'on pourra par la suite analyser et interpréter. Cependant, pour réaliser cette opération, nous sommes immédiatement confrontés aux problèmes suivants :

- La valeur théorique de la pesanteur donnée par la formule de la page 20 est valable à la surface d'une Terre solide dont l'enveloppe extérieure est l'ellipsoïde. Or, en général lorsque l'on fait des mesures, on ne se trouve pas sur cet ellipsoïde mais sur une surface différente (sur un relief, en avion, ...). On doit tenir compte de la distance entre les surfaces où l'on connaît la valeur théorique et celle où l'on mesure.
- De plus, le modèle qui nous a servi à calculer la valeur théorique de la pesanteur n'a pas tenu compte de la présence de matériaux pesants entre ces surfaces, ou lorsqu'on est en mer, de l'eau moins dense que des matériaux solides !

On voit donc qu'il est indispensable d'apporter des corrections. Traditionnellement, on parle de *réductions* ou encore de *corrections* des mesures. En fait, les corrections que l'on doit effectuer s'appliquent à la valeur théorique de la pesanteur comme on va le voir maintenant.

En général, la surface où on effectue la mesure est à une certaine altitude. En pratique, jusqu'à récemment, c'est-à-dire avant l'apport des techniques satellitaires, cette altitude était uniquement connue par rapport au niveau moyen des mers grâce aux techniques dites de nivellement. Par convention, c'est cette altitude dite *géoïdale*

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

qui sera utilisée. En d'autres termes, on va faire l'hypothèse que la valeur théorique de la pesanteur est connue sur le géoïde. Pour des études locales ou régionales, cette approximation ne pose pas de problèmes. On verra plus loin que la différence entre ces deux surfaces est une des sources de ce qu'on appelle l'*anomalie régionale* dont on s'affranchit avant d'interpréter le signal qui nous intéresse. Cette hypothèse n'est plus valable si l'échelle de la zone d'étude est de l'ordre de grandeur des grandes ondulations du géoïde.

Dans ce qui suit, on notera g_m la valeur mesurée en un point de latitude φ et on supposera que cette mesure est corrigée des effets temporels liés à l'instrument (dérive) et à l'attraction luni-solaire (marée gravimétrique). De même on notera g_0 la valeur théorique sur le géoïde à la même latitude.

3.1.1 Correction et anomalie à l'air libre

La *correction à l'air libre* tient compte de l'effet sur la pesanteur de l'éloignement entre les deux surfaces (géoïde et surface de mesure) indépendamment de la présence de matériau entre ces deux surfaces. Au premier ordre on a sur le géoïde :

$$g_0 = GM/R^2$$

et à l'altitude h :

$$g'_0 = GM/(R+h)^2, \qquad \text{avec } h \ll R.$$

En effectuant un développement limité on obtient donc :

$$g'_0 = g_0(1 - 2h/R + 3h^2/R^2 \ldots).$$

Au premier ordre, le gradient vertical du champ de pesanteur est donc : $2g_0/R$.

Lorsqu'on s'élève, l'intensité de la pesanteur diminue !

Ce gradient est à peu près constant sur la Terre et vaut : 0,308 6 mGal/m.

Ce qui signifie que si on se déplace verticalement et en s'éloignant du centre de la Terre dans l'air, de 3,24 mètres, l'intensité du champ va diminuer de 1 mGal. Inversement si on se rapproche, l'intensité du champ augmente.

Par définition, l'*anomalie à l'air libre* est la différence entre la valeur mesurée à une altitude h donnée (comptée positivement vers le haut) et la valeur théorique modifiée en tenant compte de la correction à l'air libre. Soit :

$$A_{al} = g_m - g'_0 = g_m - (g_0 - 0{,}308\,6\,h) = g_m - g_0 + 0{,}308\,6\,h.$$

On voit qu'en mer l'anomalie à l'air libre sera simplement :

$$A_{al} = g_m - g_0.$$

3.1.2 Correction et anomalie de Bouguer

La correction précédente ne tenait pas compte du fait qu'entre la surface topographique et le géoïde, il y avait des matériaux solides sur la Terre ou qu'en mer, il y avait de l'eau entre le géoïde et le fond des océans. On va maintenant tenir compte de l'effet gravitationnel de ces masses. Considérons tout d'abord le cas classique où le point de mesure se trouve sur une surface irrégulière située en moyenne au-dessus du géoïde :

Le milieu de masse volumique ρ exerce une attraction au point M dont le module de la composante verticale est :

$$\Delta g = G \int \rho \frac{\mathrm{d}V}{r^2} \cos \alpha$$

r étant la distance entre un élément de volume dV et le point M. α est l'angle entre $\boldsymbol{r}$ et la verticale au point M. L'intégration est faite sur tout le volume grisé de la figure 3.1. Par conséquent la valeur théorique doit être corrigée de façon à ce que :

$$g'_0 = g_0 + \Delta g.$$

Δg dépend donc de la géométrie de la surface topographique et de la masse volumique du terrain. Les moyens modernes de calcul et l'existence de données de topographie numérique (les modèles numériques de terrain, MNT) permettent désormais de calculer numériquement cette intégrale comme on va le voir plus loin. Cela n'a pas toujours été le cas et les géophysiciens ont pris l'habitude de diviser cette contribution du terrain compris entre le géoïde et la surface topographique en deux parties comme le montre la figure 3.2.

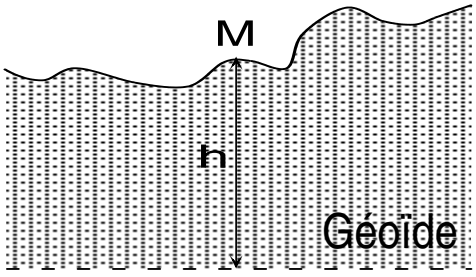


Figure 3.1 – Point de mesure M sur une surface située à une altitude *h* au-dessus du géoïde.

La partie entre les deux surfaces parallèle peut être considérée comme un plateau infini d'épaisseur h. Cela représente en première approximation l'ensemble du ter-

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

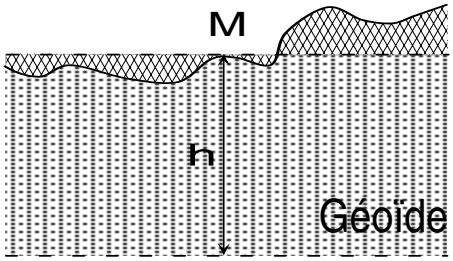


Figure 3.2 – Décomposition de l'effet du terrain compris entre le géoïde et la surface topographique en deux parties : un plateau infini (limité par les deux surfaces parallèles séparées de la hauteur *h*) et l'écart au plateau créé par les variations de la topographie autour du point de mesure M (partie quadrillée).

rain et si la topographie est assez plate, c'est une approximation raisonnable. Cette approche a été suggérée en premier par Pierre Bouguer au XVIII^e^ siècle.

> Pierre Bouguer (1698-1758) n'a pas seulement laissé son nom en géophysique pour cette approche, mais ses contributions à la géodésie et à la gravimétrie sont nombreuses.
>
> À la fin du XVII^e^ siècle, Newton puis Huygens, avaient prédit que la forme de la Terre devait être un sphéroïde aplati aux pôles. Cependant, sur la base des premières mesures d'un arc de méridien terrestre faites en France par l'abbé Picard, en 1669, et d'autres mesures qu'ils réalisèrent, l'astronome Cassini et son fils conclurent que la Terre était en fait renflée aux pôles.
>
> Pour résoudre ce débat scientifique, auquel se superposait une rivalité entre science française et science anglaise, l'Académie Royale de Paris décida d'envoyer deux expéditions pour mesurer la longueur d'un arc de méridien terrestre, l'une près de l'équateur et l'autre vers des latitudes élevées. La première comprenant notamment Pierre Bouguer et Charles-Marie de La Condamine partit vers le Pérou[1] en 1735. La seconde, partit vers la Laponie en 1736 avec notamment Pierre-Louis Moreau de Maupertuis et Alexis Claude Clairaut.
>
> Les mesures purent être réalisées très rapidement en Laponie et leurs interprétations permirent de conclure dès 1737 à la justesse de l'hypothèse de Newton et Huygens.
>
> De son côté, l'équipe partie dans les Andes mit plus de huit années, dans des conditions épouvantables (terrain, climat, relations avec les populations locales, dissensions entre les membres de l'expédition) à obtenir les résultats permettant également de confirmer la théorie de Newton et Huygens. Il faut noter qu'en dépit des immenses difficultés que rencontra cette expédition[2], les mesures réalisées par Bouguer et La Condamine sont remarquables par leur quantité et leur précision.

1. Qui comprenait à l'époque l'Équateur actuel.
2. L'histoire de cette expédition est racontée dans le livre passionant de F. Trystram, *Le procès des étoiles*, Payot.

En 1749, Pierre Bouguer publia *La figure de la Terre* dans lequel il présenta les résultats de ses mesures dans les Andes et d'autres considérations fondamentales pour la connaissance de la Terre. Il mourut à Paris en 1758.

L'effet gravitationnel d'un plateau infini de masse volumique ρ et de hauteur h est simplement :

$$\Delta g = 2\pi\rho G h.$$

Soit en exprimant h en mètres, ρ en $\mathrm{g \cdot cm^{-3}}$ et Δg en milligals :

$$\Delta g = 0{,}0419\rho h.$$

Ce terme est connu sous le nom de *correction de plateau* ou *correction de Bouguer*.

Il reste à tenir compte des variations de la topographie autour du point de mesure (la partie quadrillée de la figure 3.2).

C'est ce qu'on appelle les *corrections de terrain* (C.T.). L'attraction due au terrain est proportionnelle à la densité du terrain ρ que multiplie un terme T tel que :

$$T = G \int_v \frac{\mathrm{d}v}{r^2} \cos\alpha,$$

v étant maintenant le volume du terrain correspondant à « l'écart » au plateau infini alors que dans l'expression de la page 53, ce volume correspondait à l'ensemble du terrain compris entre la surface topographique (surface de mesure) et le géoïde.

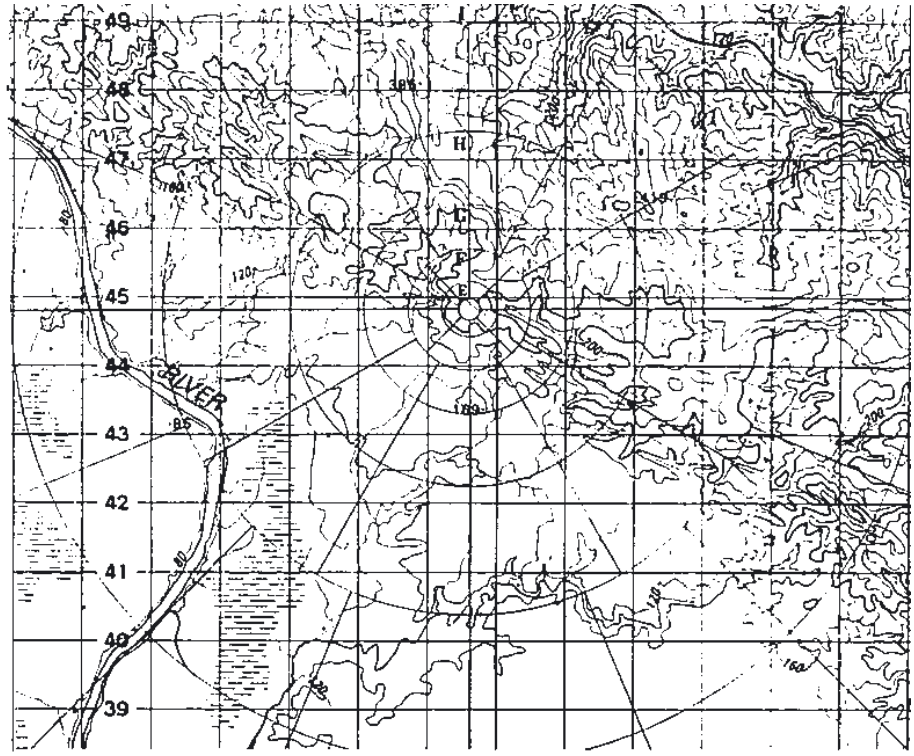
On peut donc calculer cette intégrale numériquement en utilisant un MNT ou en utilisant la méthode ancienne graphique dans laquelle on utilise un abaque que l'on superpose à une carte détaillée en courbes de niveau[3]. L'abaque permet de « découper » le terrain environnant la station en structures simples, des portions de cylindres verticaux. Connaissant la différence d'altitude entre le point de mesure et l'altitude moyenne du compartiment considéré, on peut facilement connaître la correction à apporter (fig. 3.3).

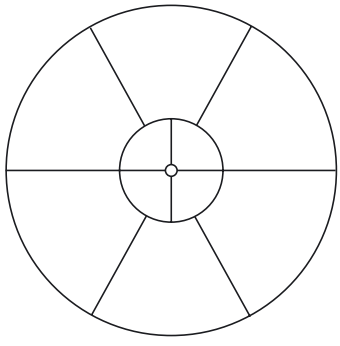
Plusieurs algorithmes existent pour calculer cette intégrale numériquement à partir des MNT. En général, ils reviennent à découper automatiquement le terrain en éléments de géométrie simple (des prismes verticaux dont la surface supérieure est un plan incliné, par exemple) dont on peut calculer facilement l'effet (voir section 3).

Quelle que soit la méthode utilisée pour estimer ces corrections de terrain il faut noter qu'elles ont le même signe indépendamment que l'on corrige l'effet d'une « bosse » ou d'un « creux ». La figure 3.4 illustre ce fait : supposons que la « bosse » et le « creux » aient le même volume, ils auront donc le même effet gravitationnel en valeur absolue, dirigés tous deux vers le haut ! L'effet du terrain est de diminuer la valeur de la pesanteur au point de mesure.

3. Cette méthode graphique peut notamment servir à réaliser des premiers calculs rapides sur le terrain en attendant de bénéficier de moyens numériques plus performants.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.





ZONE B	
t.c. (mGal)	h (mètres)
0.001	0.3-0.6
0.002	0.6-0.8
0.003	0.8-0.9
0.004	0.9-1.0
0.005	1.0-1.1
0.01	1.1-2.1
0.02	2.1-2.7
0.03	2.7-3.6
0.04	3.6-4.3
0.05	4.3-4.9

ZONE C	
t.c. (mGal)	h (mètres)
0.001	1.3-2.3
0.002	2.3-3.0
0.003	3.0-3.5
0.004	3.5-4.0
0.005	4.0-4.4
0.01	4.4-7.3
0.02	7.3-9.7
0.03	9.7-11.9
0.04	11.9-13.7
0.05	13.7-15.5

Figure 3.3 – Haut : Abaque superposé à une carte topographique. Bas gauche, trois premières zones. La zone centrale (A) à un rayon de 2 m, la zone B (divisée en quatre secteurs) est entre 2 et 16,6 m, la zone C (divisée en 6 secteurs) est entre 16,6 et 53,5 m, etc. En bas à droite : tables des corrections correspondantes (t.c.) en mGal en fonction de la différence entre l'altitude moyenne du secteur considéré et celle du point de mesure (d'après Milsom).

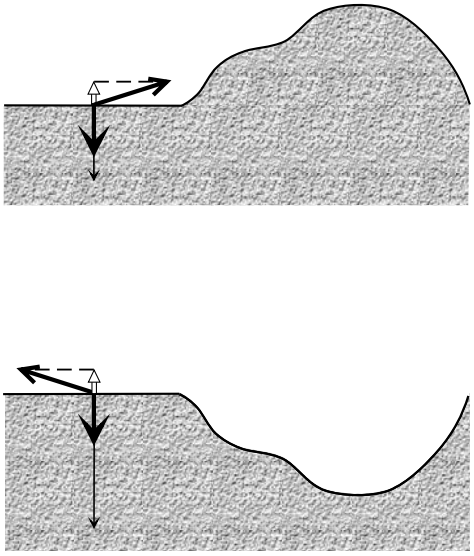


Figure 3.4 – Les corrections de terrain ont toujours le même signe.
En effet, une « bosse » ou un « creux » tendent tous deux à diminuer la valeur de g.

On peut définir maintenant l'anomalie de Bouguer simple et l'anomalie de Bouguer complète[4].

Par définition, l'*anomalie de Bouguer simple* sera la différence entre la valeur mesurée à une altitude h donnée (comptée positivement vers le haut) et la valeur théorique modifiée pour tenir compte de la correction à l'air libre et de la correction de plateau. Soit :

$$A_{BS} = g_m - (g_0 - 0{,}308\,6\,h + 0{,}041\,9\,\rho h) = A_{al} - 0{,}041\,9\,\rho h.$$
$$A_{BS} = g_m - g_0 + 0{,}308\,6\,h - 0{,}041\,9\,\rho h.$$

Par définition, l'*anomalie de Bouguer complète* sera la différence entre la valeur mesurée à une altitude h donnée et la valeur théorique modifiée pour tenir compte de la correction à l'air libre et de la correction de plateau et des corrections de terrain (CT) Soit :

$$A_{BC} = g_m - (g_0 - 0{,}308\,6\,h + 0{,}041\,9\,\rho h - \rho T) = A_{BS} + \rho T.$$
$$A_{BC} = g_m - g_0 + 0{,}308\,6\,h - 0{,}041\,9\,\rho h + \rho T$$

ρT étant les corrections de terrain (toujours positives).

4. Lorsqu'on mentionne uniquement anomalie de Bouguer, la logique voudrait qu'il s'agisse de l'anomalie de Bouguer complète, malheureusement il n'y a pas de convention clairement établie et il vaut mieux préciser.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

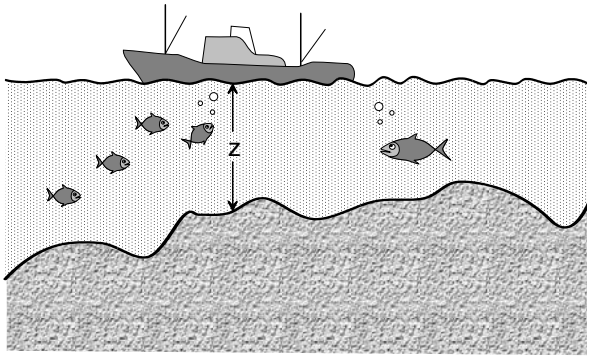


Figure 3.5 – Mesures gravimétriques effectuées à la surface de la mer.

C'est donc cette anomalie qu'il faut calculer et analyser pour mettre en évidence des hétérogénéités de masse sous la surface topographique. Les cartes d'anomalies de Bouguer complètes sont les documents de base du gravimétricien.

Considérons maintenant le cas de mesures réalisées en mer.

La valeur théorique a été calculée en faisant l'hypothèse d'une terre solide (*cf.* chapitre précédent). Il faut donc la modifier pour tenir compte du fait que l'attraction de la couche d'eau est moindre que celle d'une couche de « terre »

Si on appelle ρ_e et ρ_r les densités de l'eau de mer et de roche respectivement, il vient facilement (avec z positif vers le bas) :

$$\begin{aligned} A_{BS} &= g_m - (g_0 - 0{,}041\,9\,(\rho_r - \rho_e)z) \\ &= g_m - g_0 + 0{,}041\,9\,(\rho_r - \rho_e)z. \end{aligned}$$

Pour l'anomalie de Bouguer complète il faudra introduire des corrections de terrain qui correspondront aux irrégularités de la bathymétrie (topographie du fond océanique).

En résumé

L'anomalie de Bouguer complète reflète les hétérogénéités de masse sous la surface topographique (ou sous le fond des océans en domaine océanique).
Elle est calculée en un point donné en faisant la différence entre la mesure de la peasanteur et la valeur théorique en *ce point*.

La figure 3.6 illustre les différentes étapes du calcul des anomalies.

a) Comment déterminer la densité à utiliser pour le calcul des anomalies de Bouguer

Comme indiqué précédemment, la densité traditionnellement utilisée pour le calcul des anomalies de Bouguer est 2,67. Il peut néanmoins être nécessaire d'utiliser une

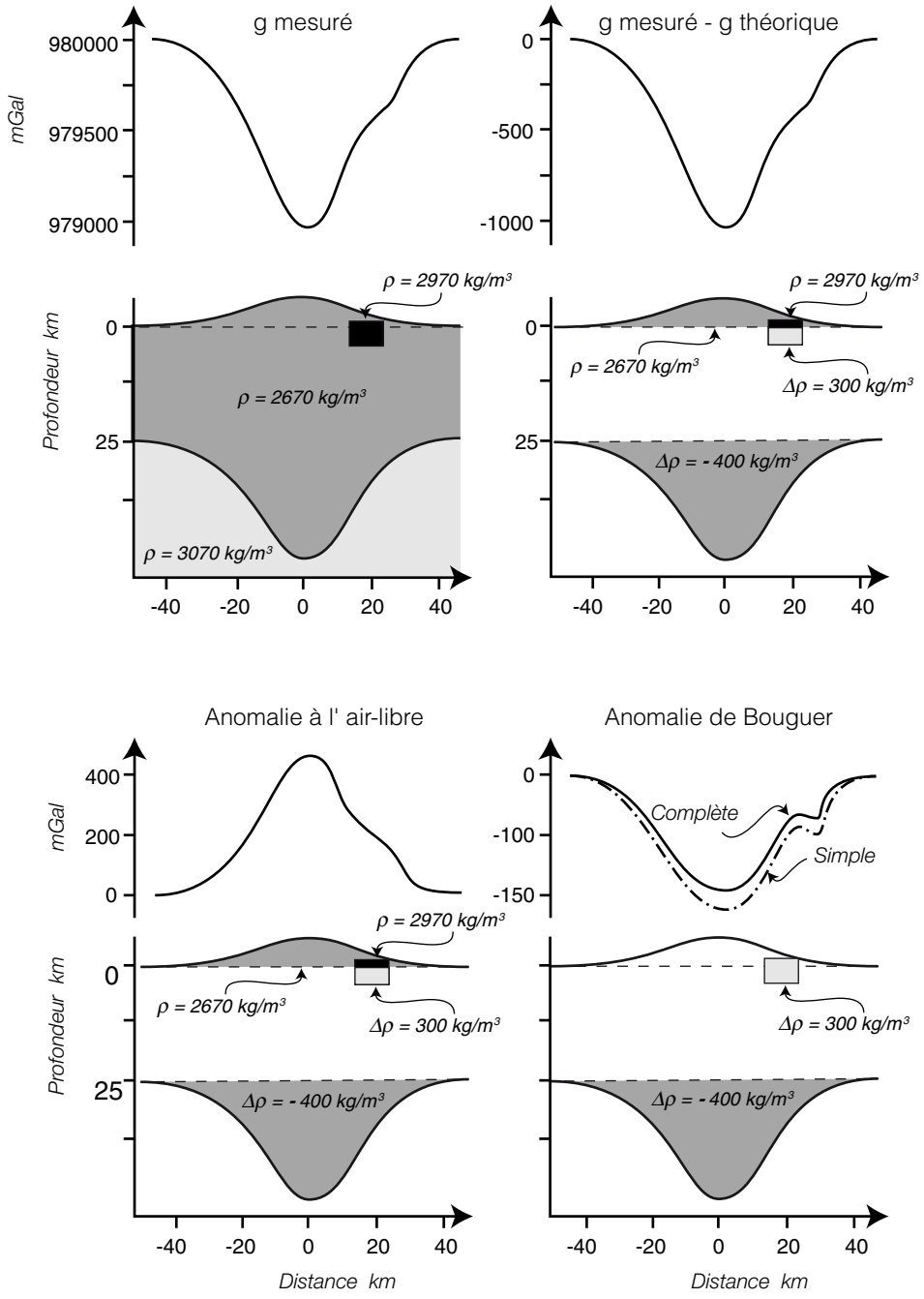


Figure 3.6 – **a) *g* mesuré en mGal, b) $g_m - g_0$, c) anomalie à l'air libre, d) anomalie de Bouguer (d'après Blakely).**

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

valeur différente en fonction de l'échelle de l'étude, de la géologie locale, etc. Se pose alors la question du choix de la meilleure densité.

Rappelons tout d'abord que l'on cherche la densité des terrains superficiels de façon à ce que l'anomalie de Bouguer reflète bien l'effet gravimétrique des éventuelles structures présentant des contrastes de densité en profondeur et non la topographie du terrain.

On peut effectuer des mesures en laboratoire sur des échantillons de roches affleurant dans la zone étudiée. Cependant cette méthode, *a priori* la plus évidente, n'est pas toujours la meilleure car il faut être sûr que les échantillons sont bien représentatifs du milieu considéré. Les roches superficielles que l'on échantillonne sur le terrain ou en fond de mer peuvent être altérées, être dans un état de compaction très différent ou ne pas présenter le même contenu en eau que la même roche située en profondeur.

Pour éviter ces inconvénients, on peut utiliser les mesures gravimétriques elles-mêmes sous certaines conditions. Si d'après la géologie, le terrain est homogène sous un relief topographique donné (ce qui suppose que le relief ne soit dû qu'à l'érosion, fig. 3.7), on peut alors énoncer le problème posé de la façon suivante : trouver la densité telle que l'effet de la topographie soit minimal sur l'anomalie de Bouguer.

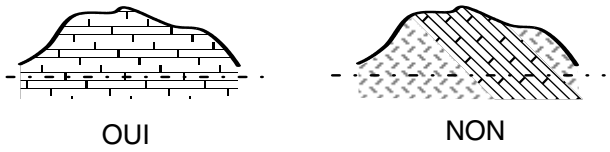


Figure 3.7 – Condition d'applicabilité des méthodes de Nettleton et de Parasnis. Le terrain doit être homogène (d'après Milsom).

Deux méthodes permettent d'arriver à ce résultat, l'une est visuelle et l'autre numérique.

La méthode visuelle, proposée par le géophysicien américain Nettleton, consiste à calculer une série d'anomalie de Bouguer en faisant varier la densité. Si la densité utilisée est plus grande que la densité du terrain superficiel, alors l'anomalie de Bouguer et la topographie seront corrélées négativement (anti-corrélation), inversement si la densité est trop faible, les deux courbes seront corrélées positivement. Par exemple, sur la figure 3.8 on voit qu'une valeur de densité de 3,0 est trop forte, de même une valeur de 2,3 est trop faible. La meilleure valeur est donc, sur cet exemple, de 2,7 et correspond à la courbe d'anomalie de Bouguer la moins corrélée avec la topographie.

Cette approche peut se faire de façon numérique en suivant la méthode proposée par Parasnis. Trouver la bonne densité revient à déterminer la valeur de densité telle que l'anomalie de Bouguer soit statistiquement nulle (à une constante près), toujours

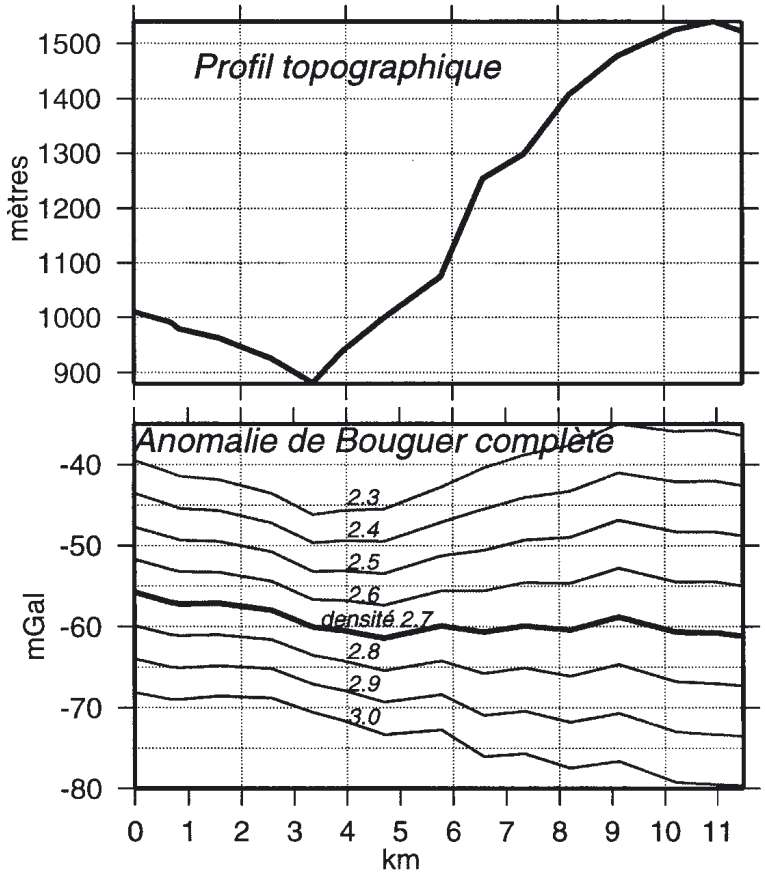


Figure 3.8 – Détermination de la densité par la méthode de Nettleton.
Haut : topographie. Bas : anomalies de Bouguer calculées pour diverses densités.

au-dessus d'une région « homogène » (fig. 3.8), soit :

$$A_{BC} = g_m - (go - 0{,}308\,6\,h + 0{,}041\,9\,\rho h - \rho T) = 0.$$

On peut alors tracer pour tous les points de mesure $(g_m - g_0 + 0{,}308\,6\,h)$ en fonction de $(-0{,}041\,9\,h + T)$ et la pente de la droite, déterminée, par exemple, par une régression linéaire, donne la valeur de ρ. Bien évidement, si les points du graphe ne sont pas alignés, cela veut dire que l'hypothèse faite sur l'homogénéité du terrain n'est pas valable.

La figure 3.9 montre le résultat de ce calcul pour les mêmes données que celles de la figure 3.8.

On peut également utiliser des approches similaires dans le domaine spectral ou en utilisant une analyse fractale, le détail de ces calculs sort du cadre de cet ouvrage.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

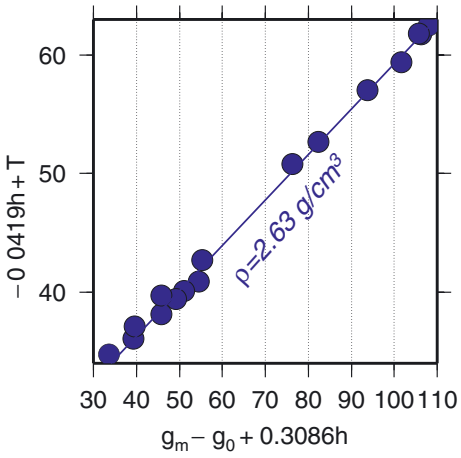


Figure 3.9 – Détermination de la densité par la méthode de Parasnis pour les mêmes données que celles montrées dans la figure précédente. Le résultat donne une valeur de 2.63.

Une autre possibilité est de déterminer la densité d'un terrain en utilisant des gravimètres dans des forages.

En effet, si on a deux mesures dans un puits recoupant un milieu homogène et distantes d'une hauteur h, on peut montrer que la différence de pesanteur est (voir exercice n° 2.3) :

$$\Delta g = 0{,}308\,6\,h - 4\pi G\rho\,h.$$

On en déduit donc la valeur de la densité ρ. On peut également avoir des indications sur les variations de la densité avec la profondeur si on dispose de suffisamment de mesures dans le forage à des profondeurs différentes. De même, si l'on répète ces mesures avec le temps, on pourra avoir une indication des variations éventuelles de la densité. C'est une méthode utilisée pour la surveillance du contenu de réservoirs naturels de stockage.

b) Remarque sur la précision et la résolution des anomalies de Bouguer

On a vu précédemment que l'on pouvait obtenir des mesures de pesanteur à Terre avec une bonne précision, de l'ordre de 1/100 mGal avec des instruments modernes.

Pour conserver cette précision dans une carte d'anomalie à l'air-libre, il faut que la correction appliquée $0{,}308\,6\,h$ ait le même ordre de précision. Cela implique de connaître l'altitude h du point de mesure à environ 3 cm près !

Pour l'anomalie de Bouguer simple, si on prend une densité moyenne de 2,5 on voit qu'il faut connaître l'altitude à 5 cm près pour obtenir cette précision. Le cas de l'anomalie de Bouguer complète est plus complexe car la précision finale dépend bien évidemment des corrections de terrain.

Les connaissances de l'*altitude* du point de mesure et de la topographie environnante sont donc les facteurs qui contrôlent la précision finale de l'anomalie de Bouguer complète. Pendant longtemps, il a été difficile d'obtenir des altitudes précises rapidement et, par ailleurs, la topographie était mal connue. Ces dernières années cette situation a évolué rapidement grâce à l'apport des systèmes de positionnement par satellite et à l'existence de MNT de plus en plus précis. Par exemple, le système GPS peut permettre d'obtenir une excellente précision, de l'ordre du centimètre, sur l'altitude dans certaines conditions (en mode « différentiel »).

Un autre facteur important (voir chapitre 1) est la *résolution* de l'anomalie de Bouguer. Celle-ci dépend de la distance entre les points de mesures et de la distribution géographique des mesures, cette dernière étant en général contrôlée par les conditions de terrain (accessibilité, routes). Lorsque l'on interprète une carte d'anomalies de Bouguer, il est fondamental de tenir compte de la distribution géographiques des mesures.

En pratique, on distingue plusieurs types de levés gravimétriques. Il y a ceux dits *de reconnaissance*, où l'on recherche une précision finale sur l'anomalie de Bouguer au mieux de 0,5 à 1 mGal, ce qui est parfois très difficile voire impossible à obtenir, dans des régions montagneuses par exemple. Typiquement, un positionnement en altitude avec une précision métrique est acceptable. Un autre cas est la microgravimétrie, où il est fondamental de connaître avec une précision centimétrique, l'altitude non pas du point sur lequel on fait la mesure mais du capteur lui-même puisqu'on ne le dispose pas toujours d'une façon identique par rapport au sol[5] !

3.2 Isostasie

L'examen de cartes d'anomalie de Bouguer à grande échelle (sur la France, par exemple, fig. 3.10) montre que les chaînes de montagnes sont systématiquement associées à des anomalies négatives.

On doit donc en conclure qu'il existe un défaut de masse sous les chaînes de montagnes. En d'autres termes, l'excès de masse dû à la topographie serait « compensé ».

De fait, le premier à remarquer que l'attraction des montagnes est plus faible que celle que l'on peut calculer en tenant compte uniquement de leur masse apparente a été Pierre Bouguer. Dans son livre *La Figure de la Terre* publié en 1749, il écrit à propos d'une analyse de mesures faites au voisinage du mont Chimborazo :

« *Pour revenir aux observations faites sur Chimborazo, il paraît assez qu'on peut dire en se refermant dans le fait simple, que les montagnes agissent en distance, mais que leur action est bien moins considérable que le promet la grandeur de leur volume.* »

5. Avant d'aborder les parties suivantes, le lecteur est encouragé à faire les exercices 3.1, 3.2 et 3.3.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

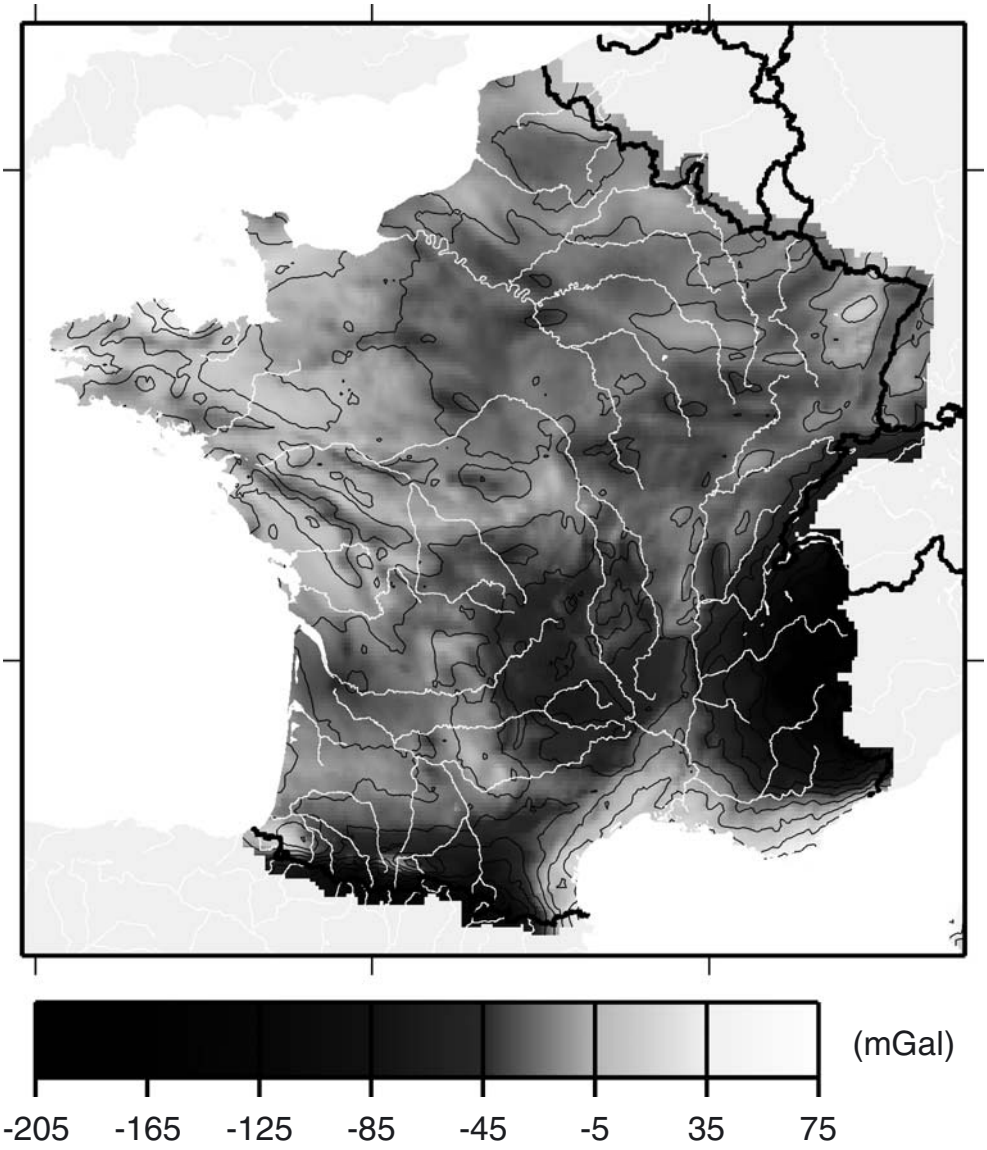


Figure 3.10 – Anomalies de Bouguer sur la France.
Noter les valeurs fortement négatives sur les Alpes ou les Pyrénées.

Comme explication, il suggère deux hypothèses. Tout d'abord en notant que cette montagne est un volcan il propose que les éruptions successives l'auraient en quelque sorte vidée et donc que la montagne contiendrait des cavités. L'idée était judicieuse, mais cette première interprétation par contre n'a pas résistée au temps ! La seconde

hypothèse formulée par Pierre Bouguer était que les valeurs de la densité en profondeur seraient différentes, plus faibles, que celles en surface.

Un siècle plus tard, c'est un géodésien britannique, Georges Everest, qui fait la même observation en analysant ses mesures géodésiques obtenues dans le nord de l'Inde, au pied de l'Himalaya. C'est pour l'expliquer que deux chercheurs proposèrent leur théorie.

Ce fut tout d'abord l'archidiacre de Calcutta, Pratt, qui le 7 décembre 1854 proposa à la Société Royale de Londres une explication basée sur l'hypothèse que la densité des montagnes serait d'autant plus faible que la montagne serait élevée. Cette idée, reprise par la suite notamment par Hayford en 1910, conduisit à un modèle de la partie externe du globe dans lequel les densités varient latéralement dans des colonnes en fonction de leur élévation par rapport au géoïde. Plus la colonne est élevée, moins elle est dense et inversement. Ces variations de densité se produisent jusqu'à une certaine profondeur appelée profondeur de compensation, de l'ordre de 100 km dans ce modèle de Pratt.

Le 25 janvier 1855, toujours devant la Société Royale d'Angleterre, l'astronome Airy formula une autre théorie. Pour lui, les montagnes sont si lourdes que l'écorce terrestre ne peut les supporter et les montagnes, de densité constante, flottent dans le milieu sous-jacent. D'après le principe d'Archimède, plus les montagnes sont élevées, plus leur racine est importante. Dans ce modèle, les reliefs sont donc compensés par une racine crustale et les dépression par une anti-racine.

On peut calculer facilement la hauteur h' de la racine en fonction de l'altitude h dans ce modèle. On trouve :

$$h' = \frac{\rho_c}{\rho_m - \rho_c} h \qquad \text{à terre}$$

$$\text{et} \qquad h'_0 = \frac{\rho_c - \rho_e}{\rho_m - \rho_c} h_0 \qquad \text{en mer}$$

avec ρ_c, ρ_m et ρ_e les densités de la croûte, du manteau et de l'eau de mer respectivement.

On voit bien sur les figures 3.11 et 3.12 la différence fondamentale entre ces deux modèles. Les densités variables latéralement du modèle de Pratt peuvent s'expliquer par des différences de température. Un exemple d'application serait les dorsales océaniques. Le modèle d'Airy, correspond plutôt à la déformation sous l'action de forces verticales, par exemple celles créées par une chaîne de montagne.

Ces deux modèles permettent, avec d'autres, d'atteindre l'*équilibre isostatique*, d'après le terme *isostasie* (équilibre des états) introduit par le géologue Dutton en 1889.

Le concept d'isostasie traduit le fait que les charges en surface sont compensées par des variations de masse en profondeur, de façon à ce que sous une profondeur

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

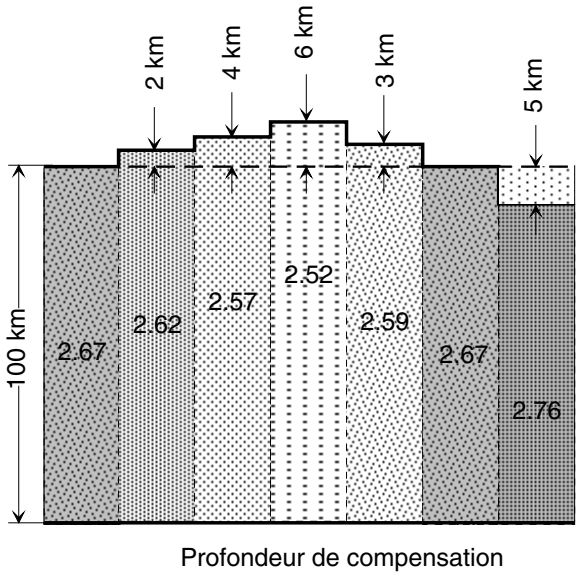


Figure 3.11 – **Modèle de Pratt.**

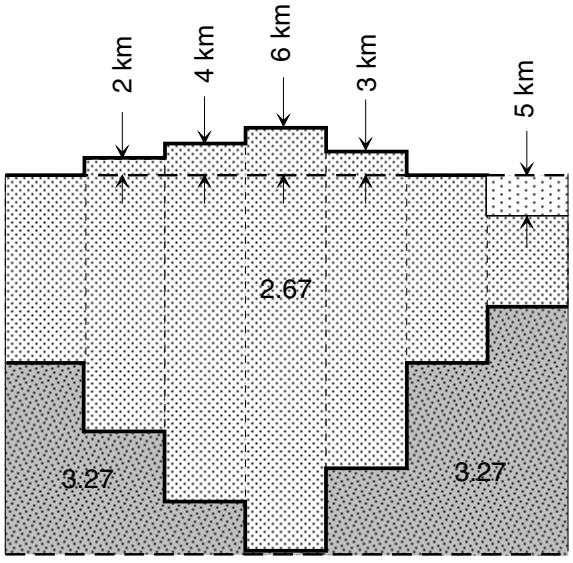


Figure 3.12 – **Modèle d'Airy.**

donnée – la profondeur de compensation – les pressions seront hydrostatiques. La façon dont ces variations de masse sont distribuées au-dessus de cette profondeur dépend du mécanisme de compensation. Par exemple, dans les modèles d'Airy et Pratt,

l'égalité des pressions en profondeur est obtenue par le fait que le poids des différentes colonnes est le même. Mais, on peut envisager d'autres processus physiques ou d'autres mécanismes pour atteindre cet état.

Les modèles classiques d'Airy et Pratt sont des modèles d'*isostasie locale*. On entend par là que les différentes colonnes peuvent bouger les unes par rapport aux autres sans aucune transmission de contraintes latéralement. Les masses compensatrices sont situées exactement sous les charges de surface (figs. 3.11 et 3.12).

Les modèles plus récents tiennent compte du fait que la partie externe du globe terrestre, la lithosphère (c'est-à-dire la croûte et une partie du manteau supérieur, voir le chapitre 4), peut subir des contraintes latérales importantes et se déformer sous l'action de forces ou de contraintes agissant à l'échelle des temps géologiques.

De fait, dès 1931, Vening-Meinesz, géophysicien hollandais, proposa une modification du modèle d'Airy en supposant que la racine pouvait « s'étaler ». Il supposait que la croûte (à cette époque la notion de lithosphère était inconnue) pouvait répondre d'une façon analogue à une plaque élastique sous l'effet d'une charge verticale telle qu'une montagne. Sous l'effet de la charge, la plaque se déforme (flexure). La figure 3.13 illustre ce concept en comparant la forme de la racine dans le modèle d'Airy et dans celui de Vening-Meinesz.

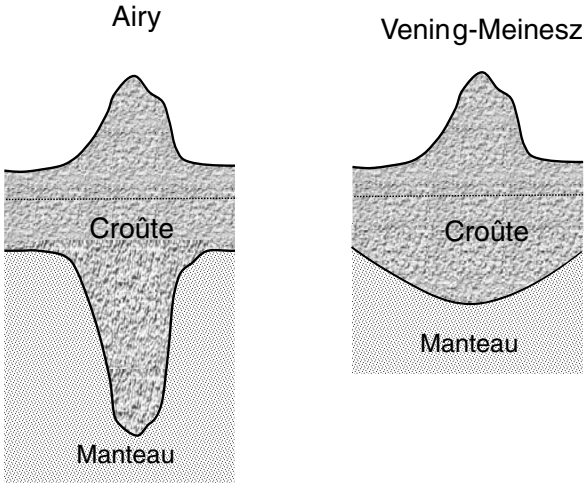


Figure 3.13 – Comparaison entre le modèle de Vening-Meinesz et le modèle d'Airy.

Pour illustrer le fait que la racine est plus large que la charge on utilise le terme d'*isostasie régionale*. Ce modèle, proposé par Vening-Meinesz, est aujourd'hui considéré comme le plus probable, mais on considère désormais que c'est la lithosphère qui se déforme comme une plaque élastique et non la croûte. On utilise d'ailleurs le terme de *lithosphère mécanique*. De même, on considère parfois

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

des comportements mécaniques plus complexes : élasto-plastique, visco-élastique par exemple.

De fait, le modèle d'Airy est un *cas limite* du modèle régional, il correspond au modèle régional lorsque la rigidité tend vers une valeur nulle.

D'autres mécanismes peuvent être invoqués, en particulier ceux faisant intervenir des phénomènes plus profonds que ceux précédemment évoqués, on parle alors souvent d'*isostasie dynamique*.

Les calculs sur l'isostasie sont grandement simplifiés si l'on suppose des mécanismes d'isostasie locale plutôt que des mécanismes régionaux, c'est pourquoi les modèles locaux, notamment celui d'Airy, sont toujours largement utilisés.

Dans ce que l'on vient de voir, on suppose toujours des mécanismes basés sur des idées *a priori* sur la tectonique ou sur la physique du globe. Au cours des dernières années, une autre approche a été développée, celle de l'*isostasie expérimentale*. Dans cette approche, dont l'exposé exhaustif sort du cadre de cet ouvrage, on calcule une fonction mathématique qui contient l'information sur le processus de compensation sans faire d'hypothèse *a priori* sur celui-ci. Cette fonction est, par exemple, calculée à partir de données topographiques ou bathymétriques et des anomalies gravimétriques. On peut par exemple calculer une fonction appelée *admittance* définie, comme le rapport entre les transformées de Fourier des signaux gravimétriques et topographiques, soit :

$$Z(k) \approx \frac{G(k)}{T(k)}$$

avec k, le nombre d'onde et $Z(k)$ en mGal/m.

C'est l'interprétation de cette fonction qui permet de caractériser le processus de compensation.

Pour conclure, notons que dans cette question de l'isostasie, comme ailleurs, intervient également la notion d'échelle. Reprenons la différence entre les modèles d'Airy et de « plaque élastique ». Si la lithosphère n'a pas de rigidité, par exemple si elle est très faillée ou chaude, le modèle d'Airy sera effectivement valable quelle que soit l'amplitude de la force verticale qui est appliquée. En revanche, si la lithosphère est rigide, on peut voir intuitivement – mais cela se démontre rigoureusement – que le modèle régional va bien s'appliquer pour les petites et moyennes forces ; mais, si les forces appliquées deviennent très grandes, la rigidité latérale sera insuffisante pour les supporter. Plus la rigidité sera grande, plus cette « limite » sera élevée. En d'autres termes, pour les très grandes charges, l'isostasie tend toujours à être locale, alors que pour les petites charges les mécanismes « régionaux » sont plus adéquat. Remarquons que si la charge est très petite et que la lithosphère est très rigide, elle n'aura aucun effet et la lithosphère ne sera pas déformée. On parle alors de non-compensation. Par conséquent il ne faut pas systématiquement associer, bien au contraire, un mécanisme d'isostasie locale à des petites structures telles que des blocs crustaux ou lithosphé-

riques de dimensions réduites. Cela sera uniquement vrai si la lithosphère n'a pas de rigidité à cette échelle spatiale, c'est-à-dire si elle est affectée par des failles telles que les blocs de part et d'autres puissent bouger librement.

En résumé

- De nombreuses observations faites depuis plus de deux siècles montrent l'existence du phénomène d'isostasie à la surface du globe.
- Il existe différents mécanismes permettant d'expliquer cette observation.
- Le modèle le plus simple, le modèle d'isostasie « locale » d'Airy, suppose des variations de l'épaisseur crustale en fonction du relief. Il est valable à grande échelle et à petite et moyenne échelle dans des cas biens particuliers. C'est un cas limite du modèle régional.
- La notion d'échelle spatiale doit toujours être prise en compte lorsque l'on analyse l'isostasie.

3.3 Interprétation

Le but de l'interprétation des anomalies de pesanteur est de trouver la distribution des sources : contrastes de densité et géométries qui créent les anomalies observées en surface.

On peut montrer théoriquement que les données gravimétriques seules ne suffisent pas à déterminer de façon unique une distribution de masses en profondeur. La figure 3.14 illustre ce point, plusieurs géométries bien différentes peuvent créer les mêmes anomalies gravimétriques

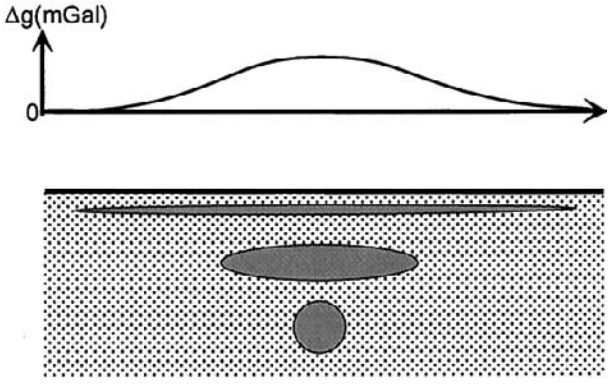


Figure 3.14 – Chacun des trois corps représentés sur cette figure crée le même effet en surface.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

C'est ce qu'on appelle la non-unicité de l'inversion. Cette non-unicité est également vraie pour d'autres méthodes géophysiques, comme en géomagnétisme. Par conséquent, les interprétations des mesures gravimétriques, en terme de distribution de masses en profondeur, ne pourront être uniques qu'avec l'apport d'autres paramètres géologiques, géophysiques, forages, etc. Notons toutefois que si à une anomalie donnée correspond théoriquement une infinité de modèles, le nombre de modèles *raisonnables* d'un point de vue géologique et géophysique est relativement restreint.

L'examen d'une carte d'anomalies montre qu'il est possible de déterminer au premier ordre plusieurs classes d'anomalies en fonction de leur formes. Il existe des anomalies linéaires et des anomalies plutôt circulaires.

Pour les anomalies linéaires, il peut donc suffire d'interpréter un ou plusieurs profils recoupant perpendiculairement la structure. Le modèle que l'on va chercher sera alors une coupe et on supposera que ce modèle s'étend de part et d'autres de la coupe. Si on peut considérer cette extension comme infinie dans le plan perpendiculaire à la coupe, on réalisera alors une interprétation, et donc des calculs, à *deux dimensions (ou 2D)*. Si l'extension est finie, c'est-à-dire si l'anomalie ou la structure considérée s'étend perpendiculairement au profil sur une longueur donnée, on peut introduire cette longueur dans le calcul. On réalise alors une interprétation dite à *deux dimensions et demi (ou 2,5D)*[6].

Pour les anomalies de forme « circulaires » il faut impérativement faire une modélisation d'une carte, soit une interprétation à *trois dimensions (ou 3D)*.

3.3.1 Effets de structures simples

On peut obtenir analytiquement par un calcul direct les effets gravimétriques créés par des structures de forme géométrique simple. Intéressons-nous ici à la composante verticale, celle que l'on peut mesurer avec les gravimètres.

a) Sphère

La composante verticale de l'attraction créée par une sphère de masse M supposée concentrée en son centre située à une profondeur h – cela correspond donc à l'effet d'un *point source* de masse M à la profondeur h – en un point x d'un axe horizontal passant à la verticale du centre de la sphère est (fig. 3.15) :

$$g(x) = \frac{GMh}{(x^2 + h^2)^{3/2}}.$$

6. On trouve également dans la littérature le terme 2,75 D. Par rapport à la 2,5D, la structure n'est plus orientée perpendiculairement au profil.

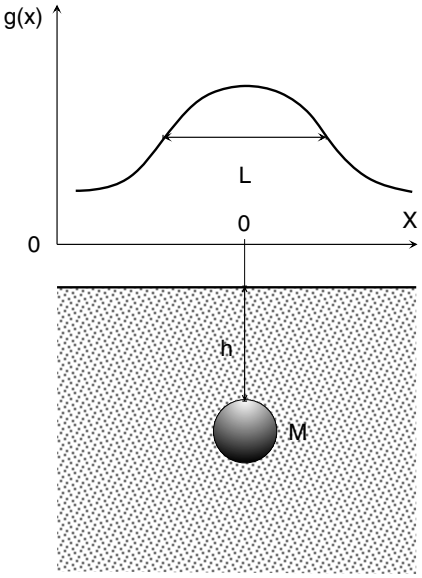


Figure 3.15 – Effet gravimétrique créé par une source sphérique *M* dont la masse est concentrée en son centre situé à une profondeur *h*.

On voit donc que le maximum de cet effet, en $x = 0$ est proportionnel à l'inverse du carré de la profondeur de la source h, et que la largeur à mi-hauteur du signal est proportionnelle à h.

En effet, la largeur à mi-hauteur est définie par $L = 2x$, avec x tel que $g(x) = 0{,}5g_{max}$. Soit :

$$\frac{GMh}{(x^2 + h^2)^{3/2}} = 0{,}5\frac{GM}{h^2}, \text{ donc } L = 1{,}53h, \text{ ou } h = 0{,}65L.$$

En d'autres termes, plus la source est profonde, plus l'amplitude du signal associé est faible et plus sa *longueur d'onde* est grande (on utilise le terme longueur d'onde par analogie à ce que l'on observe avec des propagations d'onde bien qu'il n'y ait pas d'onde ici). La figure 3.16 illustre ce point, deux sources ponctuelles de même masse, mais situées à des profondeurs différentes donnent des effets différents.

Cette forme différente des signaux en fonction de la profondeur doit être prise en compte dans la préparation des levés. L'intervalle entre les mesures doit être choisi en fonction de la profondeur maximum des sources que l'on cherche à mettre en évidence.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

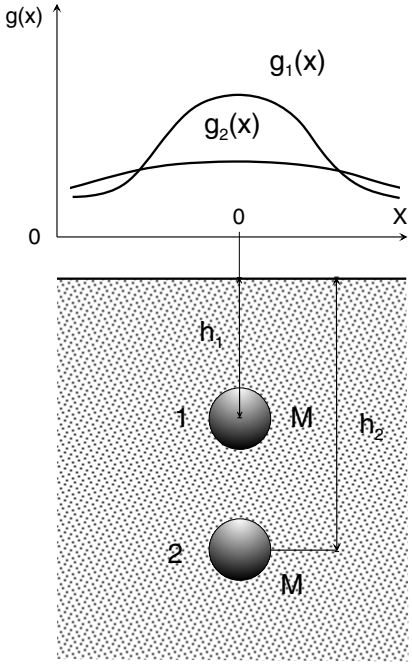


Figure 3.16 – Deux sources ponctuelles de même masse mais situées à des profondeurs différentes donnent des effets différents.

b) Cylindre horizontal

On peut faire le même calcul pour un cylindre infini. La composante verticale le long d'un profil recoupant perpendiculairement le cylindre sera, toujours en supposant la masse concentrée en son centre (il s'agit donc ici d'un calcul à 2D) :

$$g(x) = \frac{2\pi G r^2(\rho_2 - \rho_1)h}{(x^2 + h^2)}$$

avec r le rayon du cylindre, ρ_2 sa masse volumique et ρ_1 celle du milieu dans lequel ce cylindre se trouve, ce qu'on appelle l'*encaissant* (fig. 3.17).

On retrouve la même relation entre la profondeur de la source cylindrique et les longueurs d'onde et amplitude de l'effet gravimétrique que pour la sphère. Notons que si le cylindre n'est pas infini mais a une longueur limitée, l'expression est différente et qu'il s'agit alors d'un calcul à deux dimensions et demi.

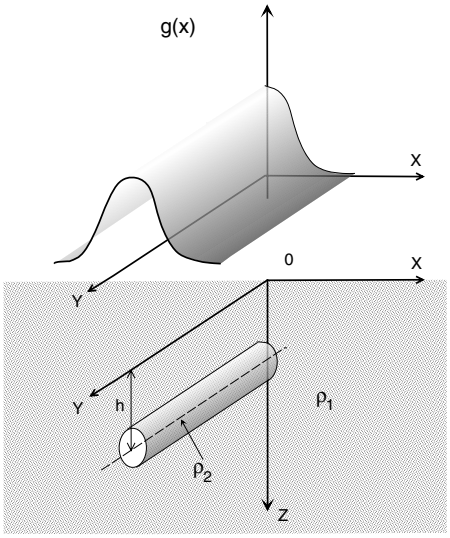


Figure 3.17 – Effet gravimétrique créé par une source cylindrique horizontale dont la masse est concentrée sur une ligne située à une profondeur *h*. La masse volumique du cylindre ρ_2 est supposée supérieure à celle de l'encaissant ρ_1.

c) Demi-plan

Pour un demi-plan infini situé à une profondeur h et d'épaisseur t ($t \ll h$) (fig. 3.18), on a :

$$g(x) = 2G(\rho_2 - \rho_1)t\left[\frac{\pi}{2} + \arctan\frac{x}{h}\right]$$

On peut trouver dans de nombreux manuels consacrés à la prospection gravimétrique des expressions analytiques pour des corps géométriques de formes diverses (cylindre vertical, parallélépipède, ...).

3.3.2 Effet d'une structure de géométrie quelconque

Pour obtenir l'effet créé par un corps de géométrie quelconque on peut numériquement calculer les effets de corps élémentaires et sommer tous ces effets (fig. 3.19). La composante verticale est alors :

$$\Delta g = G\int_x\int_y\int_z \frac{\Delta\rho z\,\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}}$$

On utilise aussi des méthodes plus rapides basées sur le fait qu'on peut passer d'une intégration sur un volume à une intégration sur une surface ou d'une intégrale sur une surface à une intégrale sur un contour.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

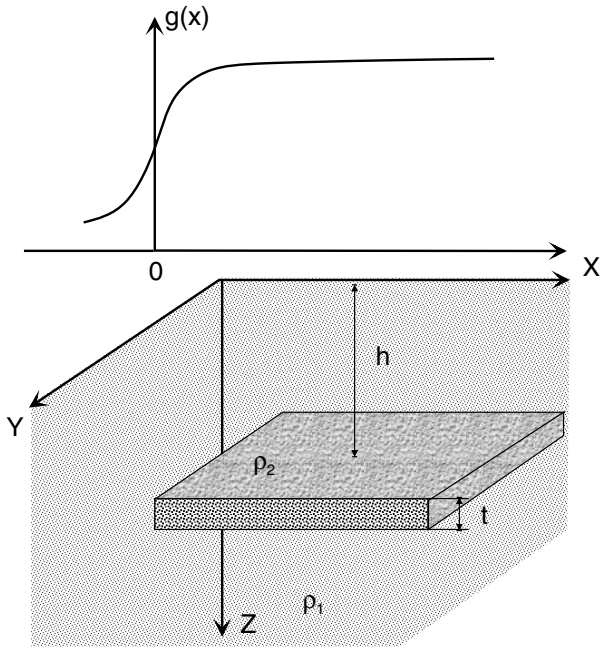


Figure 3.18 – Effet gravimétrique créé par un demi-plan infini d'épaisseur *t* situé à une profondeur *h* ($h \ll t$) et dont la masse volumique ρ_2 est supérieure à celle de l'encaissant ρ_1.

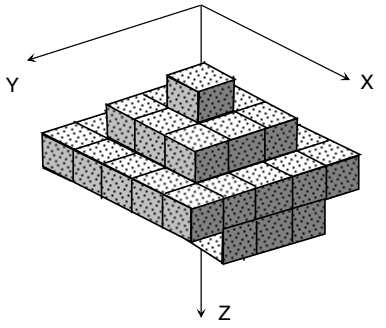


Figure 3.19 – Décomposition d'un corps complexe en éléments plus simples.

Regardons le cas à deux dimensions, donc considérons un corps infini suivant l'axe y. On peut intégrer suivant y l'équation précédente, et on obtient alors :

$$\Delta g = 2G \int_x \int_z \frac{\Delta\rho z \mathrm{d}x\mathrm{d}z}{x^2 + z^2}.$$

En passant en coordonnées cylindriques, on peut poser $r \sin\theta = z$ et on obtient :

$$\Delta g = 2G\Delta\rho \int_x \int_z \frac{\sin\theta \mathrm{d}x\mathrm{d}z}{r}.$$

et avec :

$$\mathrm{d}\theta = \frac{\sin\theta \mathrm{d}x}{r},$$

on obtient finalement :

$$\Delta g = 2G\Delta\rho \int_z \int_\theta \mathrm{d}\theta\mathrm{d}z.$$

La figure 3.20 montre que l'on peut décomposer le corps en un ensemble de corps élémentaires, des prismes horizontaux, ayant une section trapézoïdale comprise entre θ et $\theta + \mathrm{d}\theta$ et les profondeurs z et $z + \mathrm{d}z$.

L'attraction de cet élément est alors :

$$\Delta g_i = 2G\Delta\rho \int_z^{z+\Delta z} \int_\theta^{\theta+\mathrm{d}\theta} \mathrm{d}\theta\mathrm{d}z = 2G\Delta\rho\Delta\theta\Delta z.$$

On peut montrer que cette expression est équivalente à une intégrale curviligne sur le contour définissant le corps élémentaire, soit :

$$\Delta g_i = 2G\Delta\rho\Delta\theta\Delta z = 2G\Delta\rho \oint z\mathrm{d}\theta = -2G\Delta\rho \oint \theta\mathrm{d}z.$$

On va maintenant additionner les contributions de chaque prisme horizontal i pour obtenir l'effet du corps :

$$\Delta g = \sum_i \Delta g_i.$$

Mais on peut voir sur la figure 3.20 que sur chaque côté commun entre deux sections de prisme, comme les directions d'intégration sont opposées dans les deux sections, la somme s'annule.

Par conséquent, seuls les côtés des prismes élémentaires qui coïncident avec le périmètre extérieur du corps contribuent à l'intégrale. On est donc bien passé d'une intégrale sur la surface du corps – sa section – à une intégrale sur son contour extérieur.

On peut alors représenter ce contour par un polygone (dont les sommets sont par exemple notés ABCD...N) (fig. 3.21), et on obtient :

$$\Delta g = 2G\Delta\rho \left[\int_A^B z\mathrm{d}\theta + \int_B^C z\mathrm{d}\theta + \int_C^D z\mathrm{d}\theta + \int_D^E z\mathrm{d}\theta + \cdots + \int_N^A z\mathrm{d}\theta \right].$$

Différents algorithmes permettent alors de calculer facilement cette expression, notamment celui proposé, en 1959, par le géophysicien Talwani.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

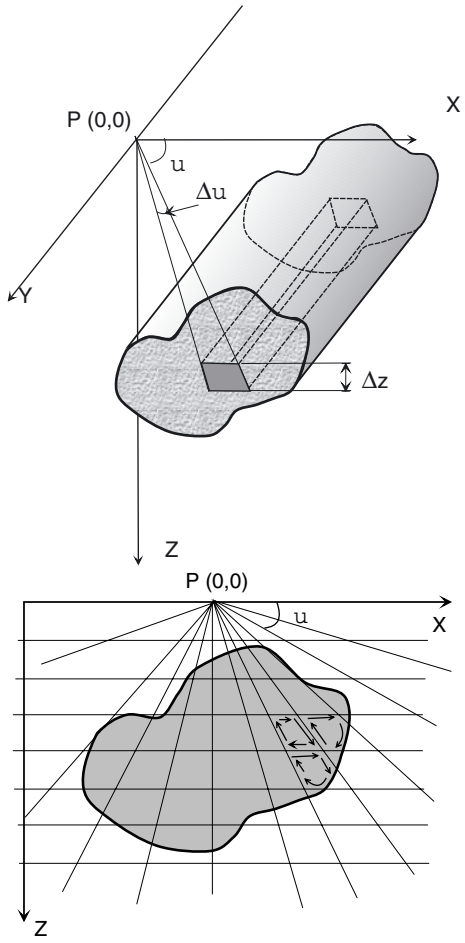


Figure 3.20 – Décomposition d'un corps infini suivant l'axe *y* en prismes élémentaires. a : vue en perspective d'un prisme élémentaire ; b : pour chaque prisme élémentaire, l'attraction peut se calculer par une intégrale curviligne sur le contour de l'élément.

D'autres algorithmes existent pour les calculs à deux dimensions et demi.

Dans un cas à trois dimensions, on approche la forme du corps par une surface constituées de facettes (fig. 3.22). Comme précédemment on peut utiliser un algorithme de calcul parmi tout ceux qui sont disponibles dans la littérature.

Ainsi, grâce à tous ces outils de calcul on peut calculer des anomalies théoriques produites par des objets de forme et de densité quelconques.

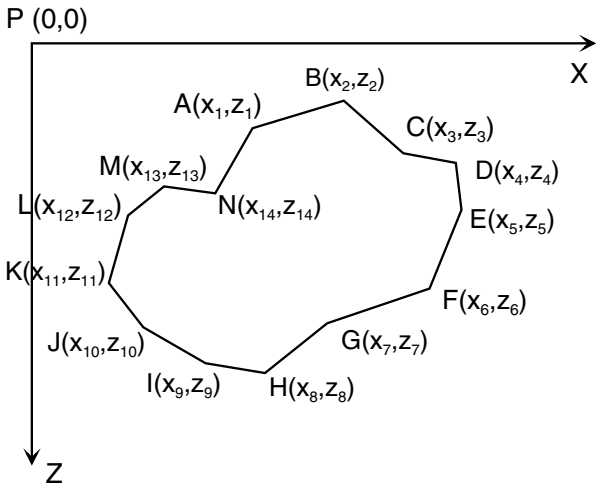


Figure 3.21 – Calcul de l'attraction d'un corps bidimensionnel en représentant sa section par un polygône.

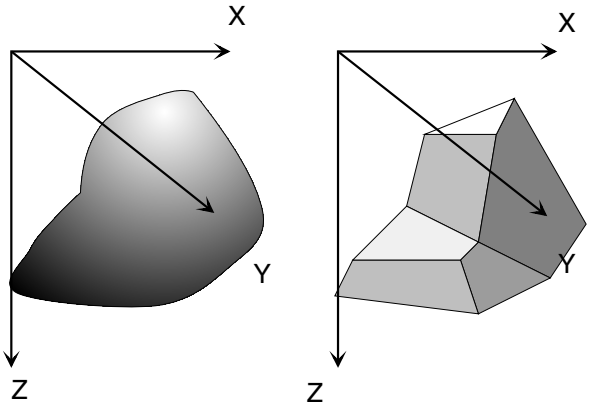


Figure 3.22 – Calcul de l'attraction d'un corps tridimensionnel en représentant son enveloppe par un ensemble de facettes.

3.3.3 Anomalie régionale et séparation des sources

Les anomalies obtenues à la surface du globe seront donc le reflet de toutes les hétérogénéités de masses en profondeur. D'après ce qu'on a vu précédemment, des corps anormaux profonds vont générer des anomalies de grandes longueurs d'ondes, alors que des masses superficielles seront la source d'anomalies de courtes longueurs d'onde. Attention cependant, si des sources profondes ne peuvent générer des anomalies de courtes longueurs d'onde, l'inverse n'est pas vrai. En effet, une source super-

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

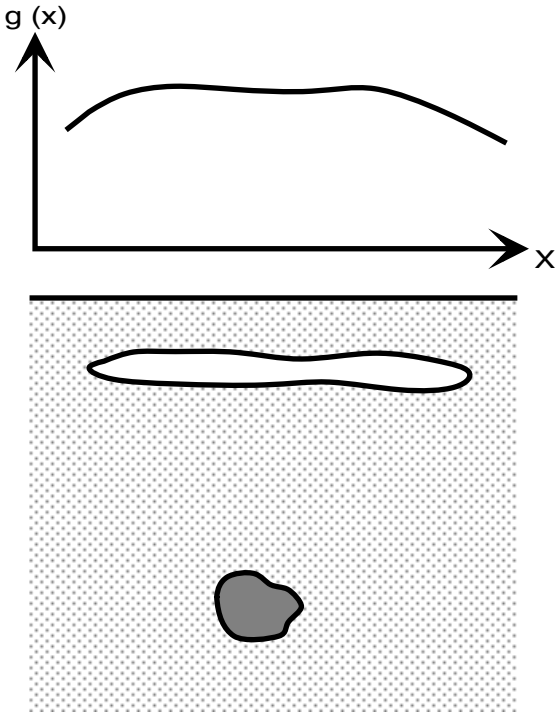


Figure 3.23 – Anomalies de « grande longueur d'onde » générée soit par une source ponctuelle profonde soit par une source superficielle étendue. On a affaire ici à un excès de masse dans le sous-sol.

ficielle très étendue pourra aussi générer des anomalies de grande longueur d'onde. Ces points sont illustrés sur la figure 3.23 (et sur la figure 3.16).

La figure 3.24 montre un profil d'anomalie de Bouguer. On voit clairement que des anomalies de courtes longueurs d'onde sont surimposées à une grande tendance que l'on peut approcher ici par un polynôme d'ordre peu élevé. D'après ce qu'on vient de voir, l'anomalie de courte longueur d'onde correspond à un corps que l'on peut essayer de déterminer alors que la tendance correspond à une distribution de corps qu'il est quasiment impossible d'interpréter puisqu'on ne connaît pas l'ensemble du signal. On nomme ce dernier signal : *anomalie régionale*. Pour faciliter l'interprétation, on calcule une anomalie résiduelle qui est obtenue en soustrayant l'anomalie régionale à l'anomalie totale ainsi que l'illustre la figure 3.24.

Il existe plusieurs méthodes, plus ou moins sophistiquées pour calculer une anomalie régionale. Ces méthodes vont de l'ajustement de l'anomalie totale par une fonction polynômiale comme sur la figure 3.24, à l'utilisation de méthodes spectrales ou fractales.

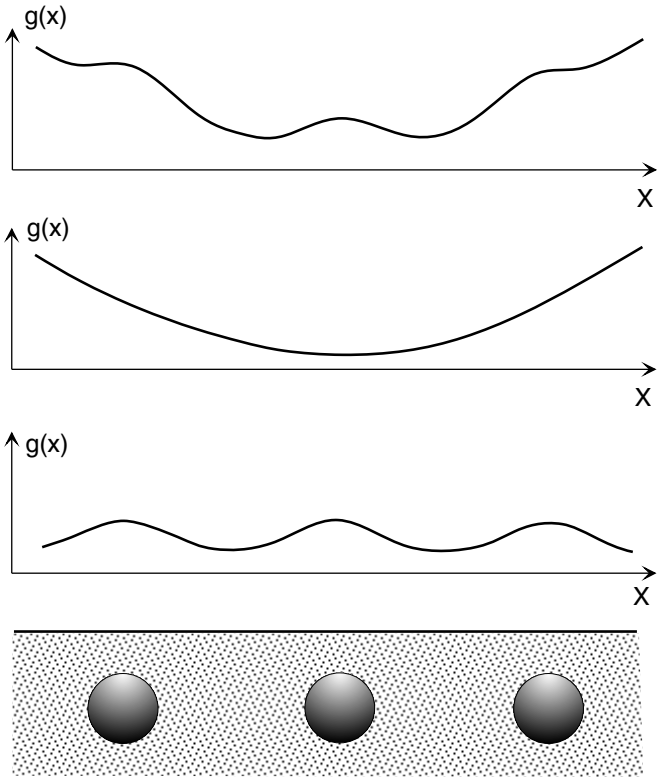


Figure 3.24 – Séparation des anomalies. Le signal total figure en haut. L'anomalie régionale est au milieu et la résiduelle en bas ($g_{total} = g_{régionale} + g_{résiduelle}$).

Notons toutefois, que le choix de cette anomalie régionale n'est pas toujours évident.

Pour conclure, reprenons l'exemple de l'anomalie de Bouguer présentée sur la figure 3.6 on obtient finalement l'anomalie résiduelle en soustrayant l'anomalie régionale à l'anomalie observée. L'anomalie résiduelle dans ce cas ne correspond qu'à la source superficielle (fig. 3.25).

3.3.4 Estimation de la masse par le théorème de Gauss

On a vu plus haut qu'il était impossible de déterminer une distribution de masses unique pour une anomalie gravimétrique donnée sans informations complémentaires. En revanche les anomalies gravimétriques fournissent une estimation unique du *total* de la masse source de l'anomalie. Ceci est une conséquence du théorème de Gauss.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

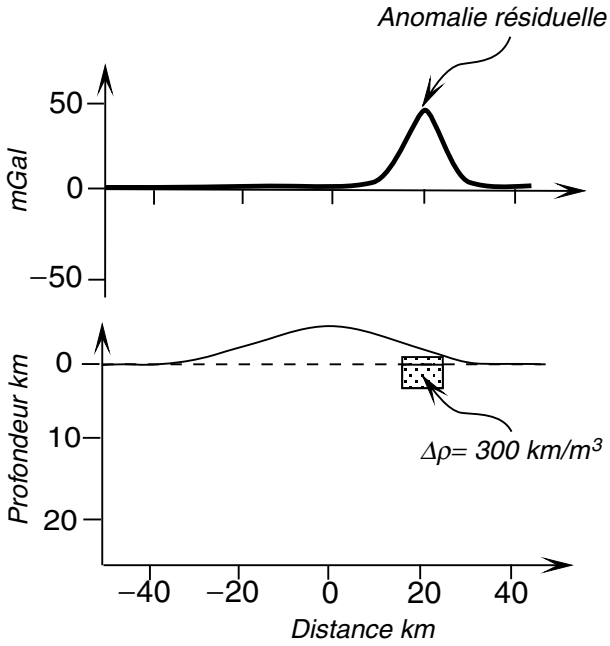


Figure 3.25 – Anomalie résiduelle correspondant à la figure 3.6 (d'après Blakely).

Ce théorème s'énonce ainsi :

> Le flux total du champ de forces gravitationnelles à travers une surface fermée est égal à $4\pi G$ fois la masse totale incluse dans cette surface.

Si on considère un élément de masse dm sous la topographie, on en déduit que le flux au travers cette surface du champ gravitationnel créé par cet élément dm est $2\pi G\mathrm{d}m$. Pour une masse ΔM constituée de petites masses dm on peut déduire que l'intégrale de surface de l'anomalie sera $2\pi G \int \mathrm{d}m = 2\pi G\Delta M$, soit finalement :

$$\Delta = \frac{1}{2\pi G} \int\int \Delta g \mathrm{d}S\,.$$

En pratique, l'intégration qui devrait se faire sur toute la surface du sol est remplacée par une somme sur la zone des mesures soit :

$$\Delta M = \frac{1}{2\pi G} \sum (\Delta g \Delta S)\,.$$

La masse ainsi déterminée est celle créant l'anomalie. Si cette anomalie est due à un corps de masse volumique ρ_1 situé dans un milieu de masse volumique ρ_0, la

masse réelle de ce corps M' sera donc :

$$M' = \Delta M \frac{\rho_1}{\rho_1 - \rho_0}.$$

3.3.5 Quelques traitements simples : prolongements et dérivées

Dans l'interprétation des cartes d'anomalies gravimétriques, il peut être utile d'effectuer quelques traitements préliminaires ou complémentaires. Ces traitements ont pour but de mieux séparer les anomalies, de mieux préciser les profondeurs des sources, de représenter les limites géologiques telles que les contacts ou les failles, etc. Nous allons brièvement en voir deux : *les prolongements* et *les dérivées*.

a) Prolongement

Prolonger une anomalie observée sur une surface donnée consiste à calculer la forme et l'amplitude de cette anomalie sur une surface située à une altitude différente. Si on effectue le calcul sur une surface plus élevée que la surface d'observation, il s'agit d'un *prolongement vers le haut* et dans le cas contraire d'un *prolongement vers le bas*.

Cette opération permet de pouvoir comparer des données acquises à des altitudes différentes, par exemple sur la surface topographique et en avion. On peut montrer également qu'un prolongement vers le bas est équivalent à un filtrage des grandes longueurs d'onde (filtre passe-haut) alors qu'un prolongement vers le haut est un filtrage des courtes longueurs d'onde (filtre passe-bas). Notons également que le prolongement vers le bas est délicat à obtenir car des instabilités numériques peuvent se produire lors du calcul, en particulier il faut que la surface sur laquelle on effectue le prolongement vers le bas reste au-dessus des sources. La figure 3.26 montre des exemples de prolongements.

b) Dérivées verticales

Reprenons l'exemple des sources ponctuelles. On peut calculer le gradient vertical $\frac{\partial g}{\partial z}$. On trouve : $\frac{\partial g}{\partial z} = GM(2h^2 - x^2)(h^2 + x^2)^{-5/2}$.

Le maximum de ce signal varie donc comme l'inverse du cube de la profondeur de la source, ce qui est logique puisque l'on a vu page 71 que le maximum de $g(x)$ varie comme l'inverse du carré de la profondeur.

Par conséquent si l'on considère deux sources ponctuelles de même masse situées à des profondeurs différentes z_1 et z_2 ($z_2 > z_1$), le rapport des maxima des signaux

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

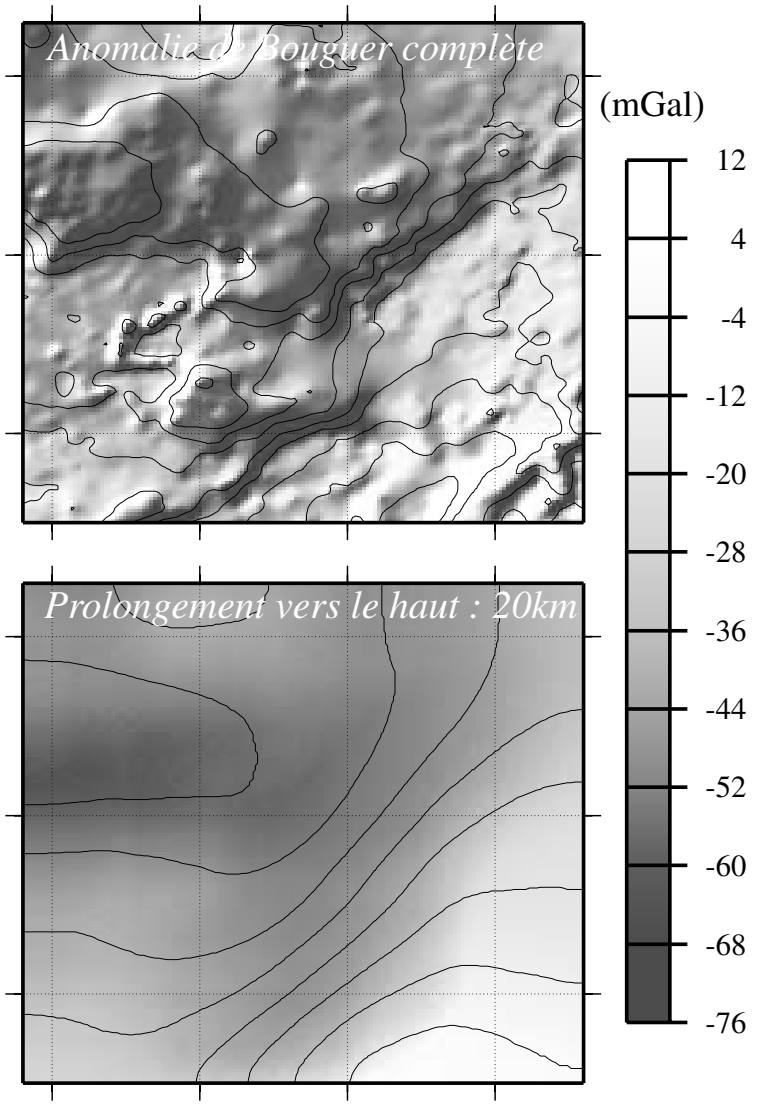


Figure 3.26 – En haut, anomalie de Bouguer observée et en bas, la même anomalie prolongée vers le haut à une altitude de 20 km (G. Martelet).

gravimétriques sera proportionnel à $\frac{z_2^2}{z_1^2}$, le rapport des maxima des gradients verticaux sera, lui, proportionnel à $\frac{z_2^3}{z_1^3}\left(\frac{z_2^3}{z_1^3} > \frac{z_2^2}{z_1^2}\right)$. De même les rapports des maxima des

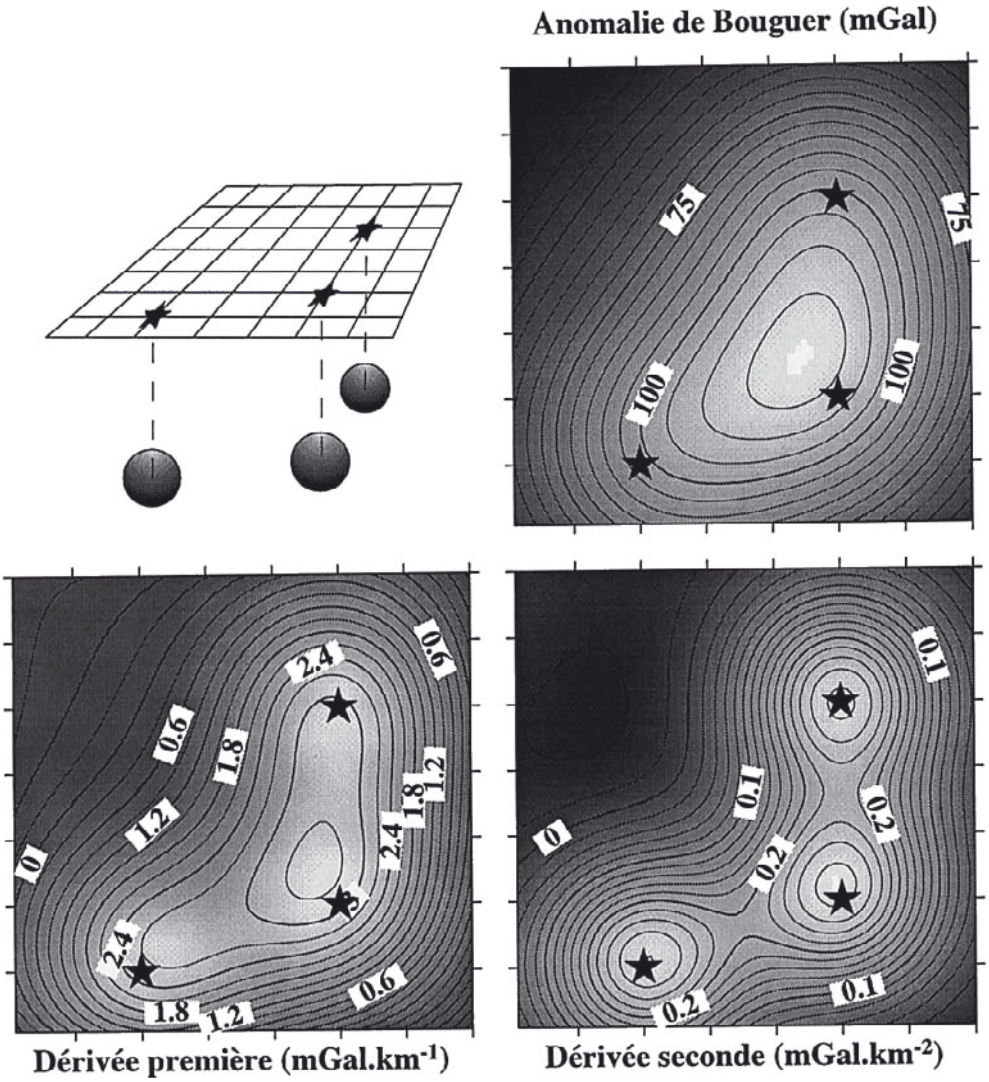


Figure 3.27 – **Anomalie de Bouguer créée par des sources sphériques proches l'une de l'autre (haut) et cartes de dérivée verticale. Plus l'ordre de la dérivée est élevé, meilleure est la séparation des anomalies (d'après Baranov).**

dérivées secondes sera proportionnel à $\frac{z_2^4}{z_1^4}$ $\left(\frac{z_2^4}{z_1^4} > \frac{z_2^3}{z_1^3}\right)$. Donc les dérivées verticales successives des anomalies gravimétriques accentuent les effets des sources superficielles par rapport aux sources profondes.

Les dérivées verticales ont un autre intérêt illustré sur la figure 3.27. Si l'on a deux ou plusieurs sources côte à côte, l'effet total que l'on va observer en surface

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

est la somme de tous les effets créés par les sources individuelles. Par exemple, dans la figure 3.27 on voit que le maximum de l'anomalie créée par trois sources proches sera situé entre les trois sources. Ceci peut donc conduire à une interprétation erronée. En revanche, comme la « longueur d'onde » du gradient vertical est plus étroite que celle du signal, le gradient vertical va mettre en évidence trois maxima. En d'autres termes les dérivées verticales permettent de séparer spatialement des anomalies. On dit également que les dérivées verticales évitent le phénomène de *coalescence* des anomalies.

En pratique, on peut facilement calculer numériquement ces cartes de dérivées verticales à partir d'une grille représentant l'anomalie de Bouguer.

c) Dérivées horizontales

On peut également calculer des gradients horizontaux. En effet, les maxima des gradients horizontaux vont être situés à l'aplomb de contacts ou de failles tels que de part et d'autre existe un contraste de densité. Par exemple, la figure 3.28 montre l'anomalie créée par un contact et le gradient horizontal correspondant sur un profil perpendiculaire à ce contact.

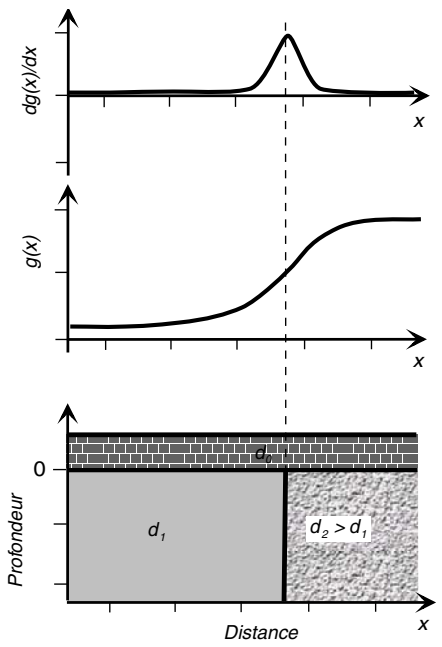


Figure 3.28 – Le gradient horizontal de l'anomalie gravimétrique peut permettre de mieux identifier un contact entre deux milieux de masses volumiques différentes.

De même que pour les gradients verticaux, il existe des algorithmes permettant de calculer numériquement une carte de maxima de gradients horizontaux sur une grille représentant l'anomalie de Bouguer.

Bien évidemment, il existe de nombreux autres types de transformations de cartes qui permettent de mieux interpréter les anomalies gravimétriques. On peut noter que ce type de traitement peut également s'appliquer aux cartes d'anomalies magnétiques.

Exercices

3.1 Par rapport à une station située en M, quelles seront les différences de pesanteur aux points suivants :

a) A (sur une tour sans masse de hauteur h),

b) B sur un plateau de hauteur h, loin du rebord,

c) C au fond d'un puits situé loin du rebord du plateau.

On prendra $h = 80$ m et une masse volumique de 2 500 kg · m^{-3}.

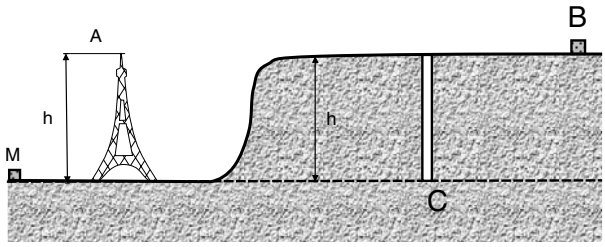


Figure 3.29

En déduire les différences de pesanteur entre deux points situés à la tête et au fond d'un puits.

Les gravimètres de puits sont utilisés pour réaliser des profils verticaux de la densité, expliquer comment à l'aide du résultat précédant.

3.2 Donner les expressions de l'anomalie à l'air libre et de l'anomalie de Bouguer simple dans les cas suivants :

a) à terre sur un glacier dont le fond est situé au-dessus du géoïde (Alpes),

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

b) à terre sur un glacier dont le fond est situé en dessous du géoïde (Groenland, Antarctique).

c) pour des mesures réalisées sur le fond d'un océan.

3.3 On considère la structure imaginaire constituée d'un plateau horizontal de grandes dimensions horizontales et de densité 2,67. La hauteur du plateau est de 300 m au-dessus du géoïde.

1. Aucune hétérogénéité n'existe en profondeur.

   Quelle est l'allure de l'anomalie de Bouguer complète ? Que vaut-elle le long d'un profil recoupant le plateau ?

   En déduire l'allure de l'anomalie à l'air libre le long du même profil et sa valeur au-dessus du plateau.

2. Un excès de masse est situé sous le plateau.

   Donner qualitativement les allures des anomalies de Bouguer et à l'air libre.

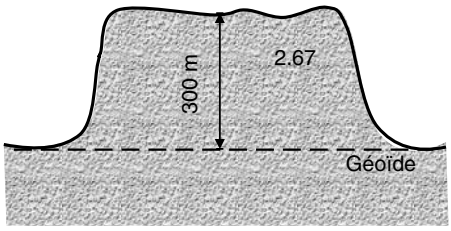


Figure 3.30

3.4 On donne le tableaux suivant des mesures de g effectué dans la région de Chamonix.

	Altitude (m)	Latitude	g mesuré (mGal)	Cor. topo (mGal)
Gare Chamonix	1 038	45°54′	980 332,9	12,73 ρ
Plan de l'Aiguille	2 308	45°54′	980 088,6	12,21 ρ
Aiguille du Midi	3 777	45°54′	979 720,5	35,77 ρ

On admet une densité moyenne ρ égale à 2,8. Calculer l'anomalie de Bouguer en chacun des points en utilisant la formule donnée dans le paragraphe 2.2.7. Que peut-on en déduire ?

3.5

On considère une marge continentale et l'on suppose qu'elle est en équilibre isostatique local (Airy). On suppose que les croûtes océaniques et continentales ont respectivement des densités de 2,8 et de 2,7. L'eau de mer et le manteau supérieur ont respectivement des densités de 1,03 et de 3,3. Sachant que la croûte océanique est épaisse de 6 km, et que la couche d'eau fait 5,5 km, quelle est l'épaisseur de la croûte continentale ?

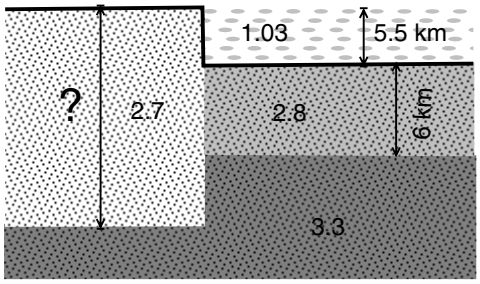


Figure 3.31

3.6 En mer, l'anomalie à l'air libre ressemble fortement à la bathymétrie. Pourquoi ?

Si l'on considère un mont sous-marin compensé localement au sens d'Airy, que pouvez-vous dire de l'anomalie à l'air libre ?

Même question si le mont est compensé régionalement.

3.7 Quel peut être l'intérêt d'utiliser en mer des gravimètres de fond de mer plutôt que des gravimètres sur des navires, ou, à terre, des gravimètres traditionnels plutôt que des gravimètres aéroportés alors que dans les deux cas (fond de mer et à terre) on obtiendra beaucoup moins de mesures.

3.8 On veut détecter une ancienne galerie de mine (supposée assimilable à un cylindre horizontal). On suppose la densité du terrain égale à 2,5.

(1) Calculer l'effet gravimétrique théorique en surface en fonction du rayon et de la profondeur de la galerie en démontrant la formule du paragraphe 3.3.1 b.

(Rappel : $\int_{-\infty}^{+\infty} (u^2 + a^2)^{-3/2} du = 2a^{-2}$)

(2) On utilise un gravimètre relatif « microgal » (précision des mesures $\approx 5\,\mu$Gal).

a) Quelle est la précision nécessaire sur les mesures d'altitude pour avoir le même ordre de grandeur (5 μGal) sur les corrections à effectuer ? Quelle sera l'erreur sur l'anomalie de Bouguer (en supposant les corrections de terrain négligeables).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

b) Sachant que l'on cherche à détecter des galeries dont le rayon est de 2 mètres. Quelle doit être la profondeur maximale des galeries pouvant être détectées (en supposant que l'on fasse une mesure juste à son aplomb) ?

c) Quel espacement minimal entre les points de mesures faut-il prendre pour pouvoir localiser des galeries dont l'axe serait à dix mètres de profondeur ?

Corrigés

3.1

a) En A on a : $g_a = g_m - 0{,}308\,6h$

soit $g_a - g_m = -24{,}7$ mGal

b) En B $g_b = g_m - 0{,}308\,6h + 0{,}041\,9dh$

soit $g_b - g_m = -16{,}3$ mGal

c) En C $g_c = g_m - 0{,}041\,9dh$

soit $g_c - g_m = -8{,}4$ mGal

On en déduit la différence de pesanteur entre la tête et le fond du puits :

$g_b g_c = -0{,}308\,6h + 2 \times 0{,}041\,9dh = -7{,}9$ mGal.

Il faut donc faire intervenir deux fois la correction de plateau. À partir de cette formule, il est aisé de calculer la densité.

3.2 On appellera d_g, d_t et d_e les masses volumiques de la glace, de la Terre et de l'eau respectivement. Z est l'altitude du point de mesure par rapport au géoïde et H l'épaisseur de glace. H et Z sont pris positifs, g_m est la valeur mesurée et g_t la valeur théorique sur le géoïde, à la verticale du point de mesure.

a) Cas des Alpes : $Z > H$

L'anomalie à l'air libre est alors :

$$A_{AL} = g_m - g_t + 0{,}308\,6\,Z$$

L'anomalie de Bouguer simple est :

$$A_B = g_m - g_t + 0{,}308\,6\,Z - 0{,}041\,9\,d_g H - 0{,}041\,9 d_t (Z - H)$$

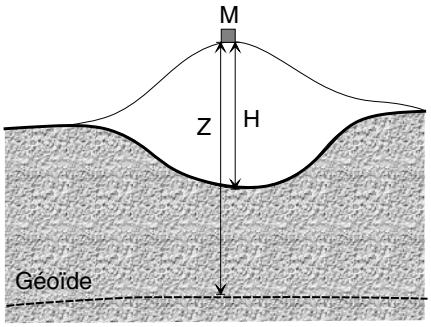


Figure 3.32

b) Cas du Groenland : $H > Z$

L'anomalie à l'air libre est :

$$A_{AL} = g_m - g_t + 0{,}308\,6Z$$

L'anomalie de Bouguer simple est :

$$A_B = g_m - g_t + 0{,}308\,6Z - 0{,}041\,9d_gZ + 0{,}041\,9(d_t - d_g)(H - Z)$$

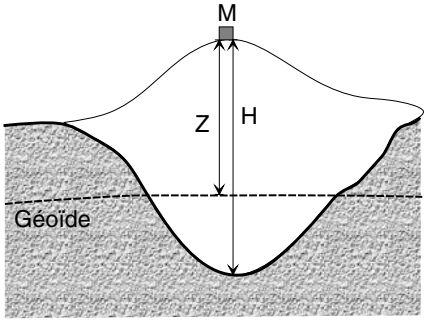


Figure 3.33

c) Mesures au fond de l'océan.

Soit donc Z la profondeur de l'océan,

L'anomalie à l'air libre est alors (strictement, on devrait parler de l'anomalie à l'eau libre)

$$A_{AL} = g_m - g_t + 2X0.041\,9d_eZ - 0,3086Z$$

(remarque : le gradient est dans ce cas le gradient à l'eau libre, *cf.* exercice ci-dessus)

L'anomalie de Bouguer simple devient :

$$A_B = A_{AL} + 0.041\,9(d_t - d_e)Z$$

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

3.3

1. L'anomalie de Bouguer complète sera nulle dans ce cas idéal.

   L'anomalie à l'air libre sera corrélée positivement à la topographie et ressemblera donc au plateau. Au-dessus du plateau, on peut calculer sa valeur sachant que l'anomalie de Bouguer est nulle et que si on est loin des bords, les corrections de terrain sont négligeables.

   L'anomalie à l'air libre A_{AL} diffère de l'anomalie de Bouguer A_B par :

   $$A_AL = A_B + 0{,}041\,9\ dH$$

   Comme $A_B = 0$ on en déduit $A_{AL} = 33{,}56$ mGal.

2. L'anomalie de Bouguer sera maintenant positive au-dessus de l'excès de masse. L'anomalie à l'air libre sera la somme de l'effet de l'excès de masse et du signal déterminé en 1.

3.4 On trouve les valeurs suivantes pour l'anomalie de Bouguer complète :

Gare de Chamonix	:	−133,5 mGal
Plan de l'Aiguille	:	−136,3 mGal
Aiguille du Midi	:	−157,5 mGal

L'anomalie de Bouguer est fortement négative. Elle traduit l'existence d'une compensation des masses montagneuses en profondeur. Plus on s'élève, plus l'anomalie de Bouguer est négative. Cette observation est en accord avec l'existence d'une racine crustale due à la flexure de la plaque lithosphérique supportant les Alpes. Avec plus de données, on pourrait en fait cartographier la forme de cette racine en inversant les anomalies de Bouguer et déterminer ainsi la rigidité de la plaque.

3.5 En égalisant le poids de deux colonnes de part et d'autre de la marge on trouve finalement que l'épaisseur de croûte continentale vaut 25,8 km.

Remarque

Diverses études ont montré que ce type de calcul était valable si on l'effectue assez loin de la limite océan-continent. C'est donc valable à « grande échelle ».

3.6 En mer l'anomalie à l'air libre est fortement corrélée à la bathymétrie. S'il n'y avait aucune hétérogénéité de masse sous le fond de l'océan, l'anomalie à l'air libre serait exactement égale à l'effet du défaut de masse due à l'eau de mer remplaçant de la terre solide. Par conséquent un mont sous-marin « posé » sur le fond sans que celui-ci se déforme sera souligné par une anomalie positive. S'il est compensé au

sens d'Airy, une racine crustale de même masse que le mont sera présente. Cependant, leurs effets gravimétriques ne seront pas strictement identiques. Cela est dû à ce que l'effet gravimétrique dépend de l'inverse du carré de la distance entre la source et le point d'observation (ici la surface de l'océan). L'effet de la racine sera de signe opposé à celui du mont, mais il sera donc plus faible en amplitude. De même il sera un peu plus étalé. Par conséquent, si le mont est compensé au sens d'Airy l'anomalie à l'air libre sera positive et faible, elle doit également être bordée de part et d'autre par une faible anomalie négative.

Si le mont est compensé régionalement, la racine sera étalée et sera moins profonde. L'anomalie en surface sera plus étalée (avec des parties négatives sur les bords) et son maximum sera plus important que celui correspondant au modèle d'Airy.

3.7 On a vu que plus on était loin des sources, plus l'amplitude du signal était atténué et plus celui-ci était « étalé ». Par conséquent en se rapprochant des sources on pourra obtenir des anomalies dans lesquelles les courtes longueurs d'onde seront mieux résolues. De plus, on peut noter que les mesures en fond de mer sont plus précises que les mesures en surface, de même, les mesures à terre sont plus précises que les mesures en avion.

3.8

1. L'attraction d'un élément du cylindre suivant la direction entre le point d'observation (coordonnées $x,\ 0,\ 0$) et le centre de cet élément dont les coordonnées $(0, y, h)$ est :

$$\mathrm{d}g = 2\pi G r 2\mathrm{d}r\mathrm{d}y/z^2 \quad \text{avec} \quad z = (x^2 + y^2 + h^2)^{1/2}.$$

   La projection sur l'axe vertical est $\mathrm{d}g = \mathrm{d}g \cos a$, avec $\cos a = h/z$ Il ne reste plus qu'à intégrer suivant y.

2. a) La correction à appliquer pour ramener la valeur théorique à l'altitude du point de mesure est :

$$\mathrm{Corr} = (0{,}3086 - 0{,}0419 \times 2{,}5)h = 0{,}2039h.$$

   Pour avoir une précision 5 μGal sur Corr il faut donc une précision de 2,4 cm sur la mesure de l'altitude.

   Les corrections de terrain sont négligeables, on calcule donc une anomalie de Bouguer simple soit

$$Ab = g_m - (g_t - \mathrm{Corr}) = g_m - g_t + \mathrm{Corr}.$$

   Si on suppose qu'il n'y a pas d'erreur sur g_t, l'erreur sur l'anomalie de Bouguer est due aux incertitudes sur la mesure, σg_m, et sur la correction σ Corr (donc sur l'incertitude de la mesure d'altitude).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Ces incertitudes sont indépendantes (car les mesures de g et de h sont décorrélées), et donc :

$$\sigma Ab = (\sigma g_m^2 + \sigma \mathrm{Corr}^2)^{1/2}, \quad \text{soit finalement } 7\ \mu\mathrm{Gal}.$$

b) L'erreur sur anomalie de Bouguer étant de $\pm 7\ \mu$Gal, pour détecter un signal il faut que celui ci fasse au moins $\pm 14\ \mu$Gal. En supposant que le signal maximum que l'on peut détecter est de $g_{\max} = -14\ \mu$Gal on a alors $h = 2\pi G r^2 \Delta\rho / g_{\max}$ soit $h = 30$ m.

c) L'amplitude maximum du signal pour une galerie de 2 m de rayon et dont l'axe est situé à 10 m de profondeur dans un terrain de densité 2,5 est de $-42\ \mu$Gal. Sachant qu'on détecte des signaux d'au moins $\pm 14\ \mu$Gal, on cherche donc à identifier un signal dont l'amplitude est de 28 μGal et de largeur à la base $2x$ avec x donné par :

$$2\pi G r^2 \Delta\rho h / (x^2 + h^2) = 2\pi G r^2 \Delta\rho / 3h \quad \text{soit} \quad 2x = 28 \text{ m}.$$

Pour échantillonner ce signal il faut donc un pas de 14 m.

LA SISMOLOGIE 4

OBJECTIFS

La sismologie et la sismique consistent à étudier les propagations des ondes sismiques à l'intérieur de la Terre dans le sol et le sous-sol, pour en déduire les structures superficielle et profonde. La vitesse de propagation des ondes sismiques est le paramètre principal qui permet de modéliser les structures profondes. Ces vitesses sont reliées aux densités des milieux et permettent ainsi une identification grossière des roches constitutives de ces milieux. La différence entre sismologie et sismique est surtout une question d'échelle, car les principes et les méthodes employées sont par ailleurs identiques.

Être capable de comprendre la démarche spécifique d'une approche indirecte d'étude d'un milieu auquel on n'a pas accès (l'intérieur du globe terrestre), de connaître les principes de propagation des ondes sismiques et de décrire la structure profonde de la Terre.

4.1 GÉNÉRALITÉS ET RAPPELS

4.1.1 Notion de tension, tenseur de contrainte à trois dimensions

a) Tension

En un point M à l'intérieur d'un corps quelconque mais de structure continue, soit un élément de surface infinitésimale dS séparant ce corps en deux demi espaces autour de M. La partie 2 exerce sur la partie 1, sur la surface élémentaire ds à la frontière des deux milieux, des actions de contact proportionnelles à ds en raison de l'hypothèse de continuité. Leur résultante est un vecteur $\boldsymbol{\tau}_{\boldsymbol{\nu}}\, \mathrm{d}\boldsymbol{S}$ et $\boldsymbol{\tau}_{\boldsymbol{\nu}}$ est appelé vecteur tension (fig. 4.1). Sauf dans le cas des liquides parfaits, $\boldsymbol{\tau}_{\boldsymbol{\nu}}$ n'est généralement pas normal à ds. Sa grandeur et sa direction varient en M lorsqu'on modifie l'orientation de ds définie par sa normale $\boldsymbol{\nu}$ (de sens 1 vers 2).

En vertu du principe d'égalité de l'action et de la réaction, on a :

$$\boldsymbol{\tau}_{(-\nu)} = -\boldsymbol{\tau}_{(\nu)}$$

b) Variations de τ_ν en fonction de l'orientation de ν

Soit dv un volume infiniment petit. Examinons les forces qui s'exercent sur ce volume. Il y a équilibre des forces entre

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

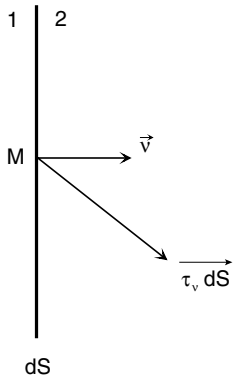


Figure 4.1– Tension en un point.

Au point M, une surface infinitésimale dS sépare le milieu en deux parties. La partie 2 exerce sur la partie 1 des actions de contact proportionnelles à dS.

- le poids de l'élément et s'il y a mouvement ou vibration la force d'inertie. Les deux quantités sont proportionnelles à dv, donc du 3ème ordre (dimension d'un volume)
- les forces de tension qui s'exercent sur la surface limite. Ces forces sont proportionnelles à ds, donc du 2ème ordre (dimension d'une surface). Les forces de volume sont donc d'un ordre supérieur par rapport aux forces de surface, donc, dans ce raisonnement portant sur des quantités infiniment petites, les forces de volume sont négligeables par rapport aux forces de surface.

Pour qu'il y ait équilibre, il faut que les forces de tension s'équilibrent entre elles. Ceci posé, on peut ainsi écrire *la première condition d'équilibre* :

Soit dv le tétraèdre 0ABC dont les trois faces forment un trièdre orthogonal (fig. 4.2). Soit $\boldsymbol{\nu}$ le normale extérieure à ABC, on a :

$$\begin{aligned} \text{Aire ABC} &= S \\ \text{BOC} = S_x &= S\cos(\nu, ox) \\ \text{COA} = S_y &= S\cos(\nu, oy) \\ \text{AOB} = S_z &= S\cos(\nu, oz) \end{aligned}$$

Si l'on remarque que BOC a $-\boldsymbol{x}$ pour normale extérieure et que $\boldsymbol{\tau_{(-x)}} = -\boldsymbol{\tau_{(x)}}$, la première condition d'équilibre s'écrit :

$$\boldsymbol{\tau_\nu} S - \boldsymbol{\tau_x} S_x - \boldsymbol{\tau_y} S_y - \boldsymbol{\tau_z} S_z = 0$$

ou

$$\boldsymbol{\tau_{(\nu)}} = \boldsymbol{\tau_x}\cos(\nu, x) + \boldsymbol{\tau_y}\cos(\nu, y) + \boldsymbol{\tau_z}\cos(\nu, z)$$

Il en résulte que $\boldsymbol{\tau_\nu}$ est connue pour toute direction $\boldsymbol{\nu}$ dès que l'on se donne les 3 tensions particulières $\boldsymbol{\tau_{(x)}}$, $\boldsymbol{\tau_{(y)}}$, $\boldsymbol{\tau_{(z)}}$.

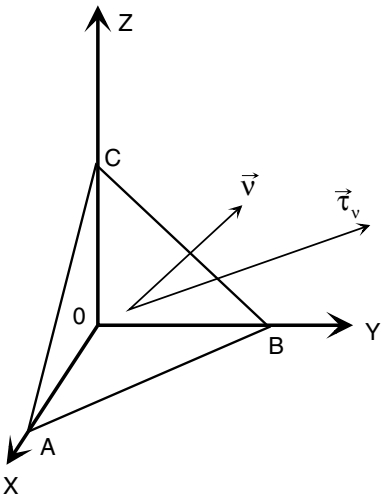


Figure 4.2 – Notion de tenseur.

Cette figure illustre la notion de tenseur des tensions en O. Le vecteur tension dépend de l'orientation de la normale à la surface élémentaire ABC. Il faudra donc trois vecteurs et leurs neuf composantes cartésiennes pour le définir complètement.

Cette association en un point du corps, d'un vecteur $\boldsymbol{\tau_\nu}$ à toute direction suivant une *relation linéaire et homogène par rapport aux cosinus directeurs de* $\boldsymbol{\nu}$ *traduit le concept général de tenseur*.

On dit que $\boldsymbol{\tau_\nu}$ est la composante du tenseur des tensions suivant la direction $\boldsymbol{\nu}$. Les 3 composantes des 3 vecteurs qui définissent le tenseur sont :

$$\boldsymbol{\tau_{(x)}}\ \tau_{xx}\ \tau_{xy}\ \tau_{xz}$$

$$\boldsymbol{\tau_{(y)}}\ \tau_{yx}\ \tau_{yy}\ \tau_{yz}$$

$$\boldsymbol{\tau_{(z)}}\ \tau_{zx}\ \tau_{zy}\ \tau_{zz}$$

Pour *la deuxième condition d'équilibre* on considère un volume infinitésimal en forme de cube dont les arêtes sont parallèles aux axes $Oxyz$ (fig. 4.3).

Le moment par rapport à oz des forces de tension provient des forces $\pm\tau_{yx}\,\mathrm{d}S$ et $\pm\tau_{xy}\,\mathrm{d}S$ qui s'exercent sur les 4 faces du cube. Ce moment est nul si $\tau_{xy} = \tau_{yx}$. Par un raisonnement identique on a $\tau_{zy} = \tau_{yz}$ et $\tau_{xz} = \tau_{zx}$.

Ainsi, le tenseur des tensions est symétrique. Sa matrice admet une diagonale comme axe de symétrie. Il suffit donc de six nombres et non de neuf, pour définir complètement le tenseur des tensions.

4.1.2 Principes de la théorie de l'élasticité

Il n'y a pas de solides indéformables. Tout corps soumis à des contraintes (ou des forces) se déforme. Cette déformation va dépendre de la manière dont le corps va répondre à ces sollicitations. Par la diversité des propriétés physiques de la matière de nombreux types de réactions sont possibles. On appelle *rhéologie* du corps l'ensemble de ses propriétés qui lient ses déformations aux contraintes appliquées. On

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

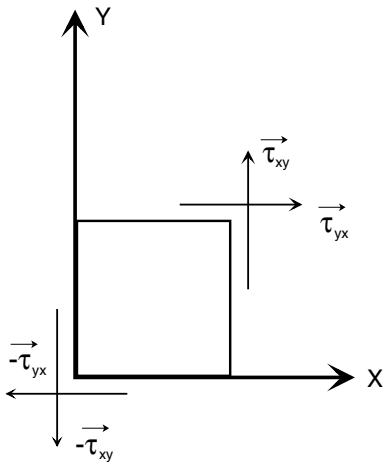


Figure 4.3 – Symétrie du tenseur des tensions.
La nullité du moment par rapport aux axes de coordonnées permet de ramener à six, grâce aux propriétés de symétrie, le nombre des paramètres nécessaires pour définir le tenseur des tensions.

définit ainsi les rhéologies élastique, plastique, élasto-plastique, visqueuse, etc. Pour la plus simple, qui permet de définir les corps solides parfaits, cette rhéologie est dite *élastique*.

Dans la théorie mathématique de l'élasticité on pose que les forces de déformation restent *petites*, et de ce fait en première et suffisante approximation les relations entre contraintes et déformations sont *linéaires*. Par ailleurs, en supprimant la contrainte, on revient à l'état initial. Cela implique la *réversibilité*. Ainsi, la théorie de l'élasticité qui repose sur ces principes, est-elle une théorie limite. Elle s'applique bien aux ondes sismiques.

Un corps peut être *isotrope* quand ses propriétés physiques sont identiques dans toutes les directions en tous ses points, sinon il est *anisotrope*. Pour simplifier, dans ce qui suit, on raisonne sur des corps *homogènes*, *isotropes* et *élastiques*.

a) Relations entre forces et déformations, loi de Hooke

Soit un parallélépipède rectangle élémentaire dont 3 arêtes définissent le trièdre $Oxyz$ (fig. 4.4). On exerce une traction uniforme N_z sur les faces normales à O_z de valeur N_z par unité de surface, parallèle à O_z.

On a, $\tau_{zz} = N_z$ et $\tau_{xx} = \tau_{yy} = \tau_{yz} = \tau_{zx} = \tau_{xy} = O$.

Donc si le corps est isotrope, le volume reste un parallélipipède rectangle, l'arête de longueur l parallèle à Oz s'allonge de Δl. Son allongement relatif est $\delta z = \dfrac{\Delta l}{l} = \dfrac{1}{E} N_z$.

On appelle E le *module d'Young* qui est homogène à une pression. Il s'agit d'un module de raideur. Plus il est grand et moins le corps est élastique. Ainsi, pour allonger de 1mm un fil de fer (module d'Young $E = 20\,000$ kg/mm^2) de 1 mm de diamètre

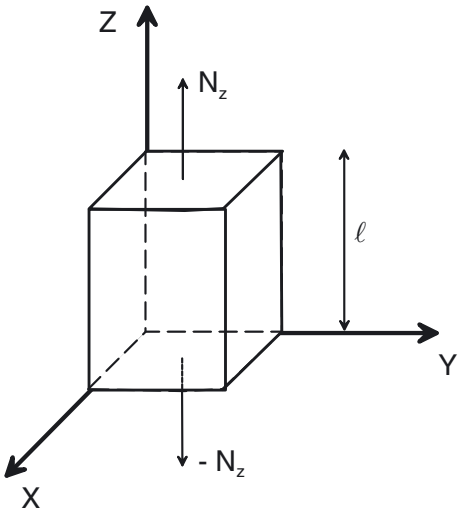


Figure 4.4 – Loi de Hooke.
Le parallélépipède rectangle élémentaire sur lequel on établit les relations forces–déformations pour des allongements (positif ou négatif) infiniment petits. La théorie de l'élasticité n'est qu'une théorie limite.

et de 1 mètre de long, il faut exercer une traction de 15,5 kg. Pour un fil identique en argent ($E = 7\,000$ kg/mm^2), il suffit de 5,5 kg.

b) Coefficient de Poisson

Lorsqu'on allonge le corps suivant $0z$ les arêtes du parallélépipède subissent une contraction $\delta x = \delta y = -\sigma\delta z = -\dfrac{\sigma}{E}N_z$.

σ est le *coefficient de Poisson*. C'est un nombre sans dimension qui pour les solides parfaits vaut 1/4.

Généralisons maintenent à l'ensemble du parallélépipède en exerçant sur ses faces les tractions N_x, N_y, N_z. Le principe de la superposition permet d'écrire la loi de Hooke :

$$\delta x = \frac{1}{E}(N_x - \sigma N_y - \sigma N_z)$$

$$\delta y = \frac{1}{E}(-\sigma N_x + N_y - \sigma N_z)$$

$$\delta z = \frac{1}{E}(-\sigma N_x - \sigma N_y + N_z)$$

Cette loi peut être vérifiée expérimentalement. Elle l'est d'autant mieux que les efforts sont petits.

c) Traction normale uniforme d'une plaque infinie

On considère une plaque d'épaisseur uniforme perpendiculaire à Ox, soumise à une traction uniforme N_x par unité de surface, parallèle à Ox (fig. 4.5) $\delta y = \delta z = 0$.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

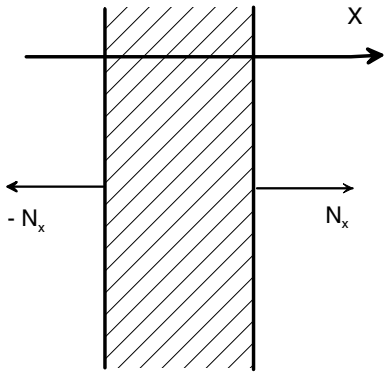


Figure 4.5 – Traction normale uniforme d'une plaque infinie.
La plaque dont la section est représentée en grisé est soumise à une tension N_x parallèle à l'axe Ox.

Si l'on porte ces conditions dans la loi de Hooke, on obtient :

$$N_y = N_z = \frac{\sigma}{1-\sigma} N_x$$

et $\delta x = \frac{N_x}{E} \cdot \frac{(1+\sigma)(1-2\sigma)}{1-\sigma} = \frac{N_x}{\alpha}$ avec

$$\alpha = E \cdot \frac{1-\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}$$

On appelle α le *module d'allongement transversal des plaques*. Si $\sigma = 1/4$, $\alpha = (6/5)E$.

d) Déformation par glissement

On se donne une plaque identique à la précédente, normale à Ox et on exerce sur ses faces des efforts tangentiels T_y par unité de surface (fig. 4.6). La plaque ne change pas d'épaisseur. Tout se passe comme si l'une des faces glissait de la quantité $CC' = \Delta l$ par rapport à l'autre. Δl est proportionnel à l'épaisseur de la plaque et à T_y.

On a :

$$\frac{\Delta l}{l} = \varepsilon_y = \frac{T_y}{\mu} \quad \text{et} \quad \varepsilon = \frac{T}{\mu}$$

ε est le glissement relatif d'une face par rapport à l'autre, c'est l'angle de glissement.

μ est le *module de rigidité* (*shear modules en anglais*).

En appliquant la loi de Hooke, on peut calculer sa valeur en fonction des paramètres élastiques du milieu. Pour cela, on découpe dans la plaque un cube $ABCD$ d'arêtes parallèles aux axes $Ox'y'z$ tels que Ox' et Oy' sont les bissectrices des angles xOy. Par rapport au plan diamétral DB, C glisse en C' vers le haut, tandis que A glisse en A'. Ces glissements sont infiniment petits et on peut considérer que C glisse sur le cercle de diamètre BD, les angles en $ABCD$ restant droits. Le cube tourne donc d'un

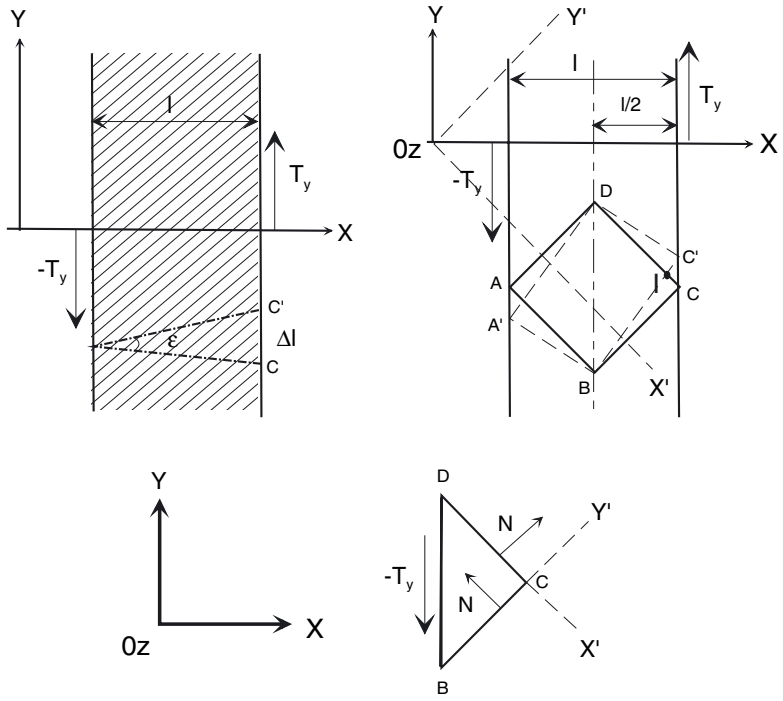


Figure 4.6 – Déformation par glissement d'une plaque de largeur *l*.

a) La plaque se présente comme dans la figure précédente, mais elle est soumise à un effort tangentiel suivant *Oy* orthogonal à *Ox* couple de cisaillement $T_y, -T_y$. **b)** L'effet du couple se traduit par la rotation du cube *ABCD*, des glissements *CC′* et *AA′* et des allongements et raccourcissements infiniment petits *IC* = *IC′* (*I* intersection de *DC* et de *BC′*). **c)** On se place dans *xOy* pour retrouver l'application classique de la loi de Hooke sur le cube déformé.

angle 2ε autour d'un axe parallèle à *Oz*. L'arête *BC* s'allonge de *IC′*. L'arête *DC* se raccourcit de $IC = IC'$.

Ainsi, on a $IC = IC' = CC'/\sqrt{2} = \dfrac{\varepsilon l}{2}\dfrac{1}{\sqrt{2}}$. Comme les arêtes ont pour longueur $l/\sqrt{2}$, l'allongement ou le raccourcissement relatifs sont égaux à $\varepsilon/2$. Sur la face *CD* s'exerce la tension normale $N_{y'}$ puisque *BC* s'allonge de $\delta y' = \varepsilon/2$. Sur la face *BC* s'exerce une compression $N_{y'} < 0$, puisque *DC* se raccourcit de $\delta x' = -\varepsilon/2$, comme $\delta y' = \varepsilon/2$ et $\delta z = 0$, la loi de Hooke donne

$$-E\frac{\varepsilon}{2} = N_{x'} - \sigma N_{y'} - \sigma N_z$$
$$E\frac{\varepsilon}{2} = -\sigma N_{x'} + N_{y'} - \sigma N_z$$
$$0 = -\sigma N_{x'} - \sigma N_{y'} + N_z$$

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

d'où l'on tire $(N_{x'} + N_{y'})(1 - \sigma - 2\sigma^2) = 0$ et comme $N_{y'} = -N_{x'} = N$ et $N_z = 0$:

$$N = \frac{E}{(1+\sigma)}\frac{\varepsilon}{2}$$

et comme $\mu = N/\varepsilon$, on en tire :

$$\mu = \frac{E}{2(1+\sigma)}.$$

On peut établir quelques relations entre ces différents paramètres.

Ainsi, $\dfrac{\alpha}{\mu} = \dfrac{2-2\sigma}{1-2\sigma} > 1$, si $\sigma = 1/4 \;\; \alpha = 3\,\mu$.

On définit également un *module d'incompressibilité* (*Bulk modulus* en anglais) :

$$K = \frac{E}{3(1-2\sigma)},$$

ce qui entraîne la relation $\alpha = K + \dfrac{4}{3}\mu$.

4.1.3 Propagation d'une onde plane longitudinale

Considérons un milieu homogène illimité isotrope et un plan illimité d'abscisse x perpendiculaire à Ox qui se déplace suivant Ox d'une quantité u, par suite de tension parallèles à Ox (fig. 4.7).

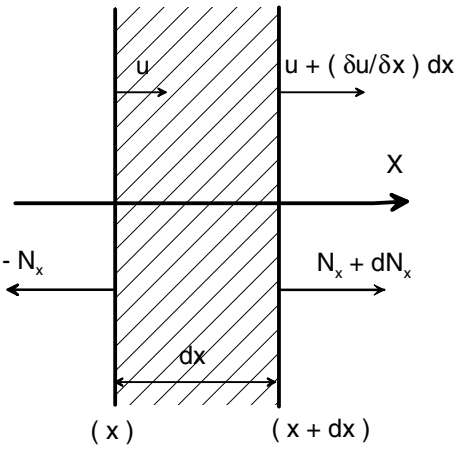


Figure 4.7 – Propagation d'une onde plane longitudinale.
On considère une plaque illimitée homogène isotrope et ses faces x et $x + dx$ et on raisonne sur leur élongation au même instant.

On suppose que ces tensions et élongations ne dépendent que de x et du temps t. Considérons la tranche de matière entre x et $x + dx$. Si l'élongation du plan x à l'instant t est u, celle du plan $x + dx$ *au même instant* est $u + (\partial u/\partial x)dx$.

La tranche est donc soumise à une extension absolue $(\partial u/\partial x)\mathrm{d}x$ et à une extension relative $\delta x = \partial u/\partial x$.

C'est donc que la tranche est soumise à une tension $| N | = \alpha \left| \dfrac{\partial u}{\partial x} \right|$.

La tension appliquée à la face x est $-N_x$.

La tension à la face $x + \mathrm{d}x$ est $N_x + \dfrac{\partial N_x}{\partial x}\mathrm{d}x = N_x + \alpha \dfrac{\partial^2 u}{\partial x^2}\mathrm{d}x$.

La tranche d'épaisseur $\mathrm{d}x$ est donc soumise à une accélération $\dfrac{\partial^2 u}{\partial t^2}$ parallèle à Ox.

La masse par unité de surface est $\rho \mathrm{d}x$, avec ρ la masse volumique du milieu.

L'équation fondamentale de la dynamique s'écrit :

$$\alpha \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\mathrm{d}x = (\rho \mathrm{d}x)\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

soit

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{V_1^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0$$

avec

$$V_1 = \sqrt{\frac{\alpha}{\rho}}.$$

On reconnaît là l'équation d'une onde dont la vitesse de propagation est V_1. C'est une *onde longitudinale* ou *onde de condensation* ou *de compression*.

4.1.4 Propagation d'une onde plane transversale

Un raisonnement et un calcul identiques aux précédents conduisent à l'équation :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{1}{V_2^2}\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = 0 \quad \text{avec} \quad V_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}},$$

v étant l'élongation transversale et V_2 la vitesse de propagation de *l'onde transversale*.

Remarquons que $\dfrac{V_1}{V_2} = \sqrt{\dfrac{\alpha}{\mu}}$; comme nous avons établi que dans un solide élastique parfait, $\sigma = 1/4$ et $\alpha = 3\mu$, il en résulte que $\dfrac{V_1}{V_2} = \sqrt{3}$.

L'onde transversale est dite aussi *onde de cisaillement*.

Ces deux types d'ondes correspondant respectivement aux propagations de mouvements longitudinaux et transversaux (compression et cisaillement) sont qualifiés d'*ondes de volume*, les premières sont les *ondes P* (*du latin Primae*, les premières qui apparaissent sur un enregistrement sismologique à une certaine distance de la source), les deuxièmes sont les *ondes S* (de *Secondae*, celles qui arrivent en deuxième position).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Les deux schémas de la figure 4.8 dus à Bolt (1982) représentent les mouvements d'une particule associés au passage des ondes de volume P et S.

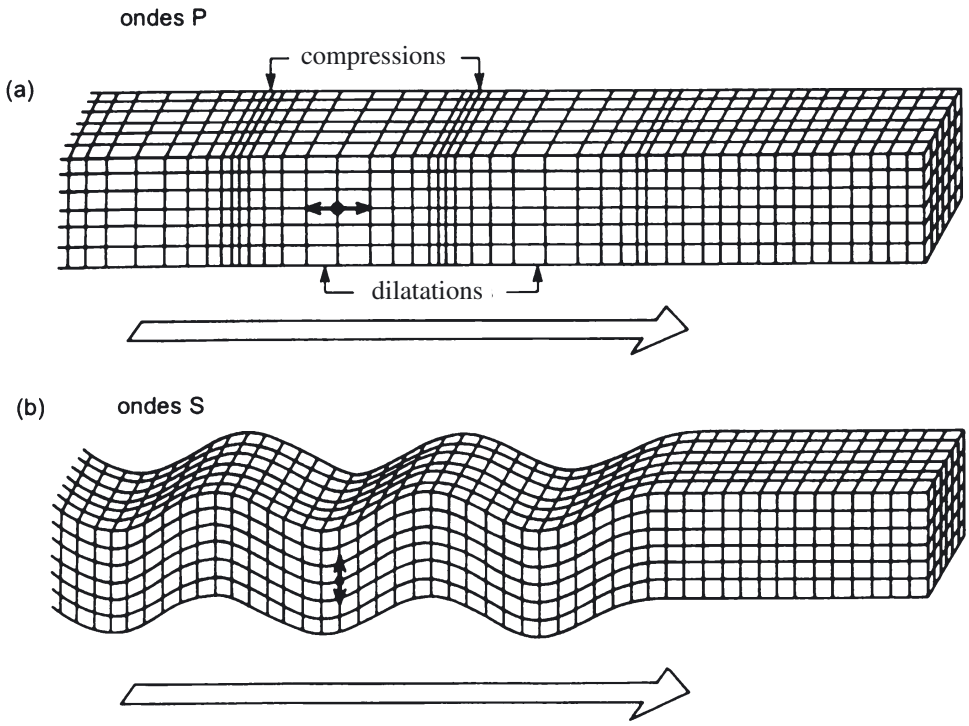


Figure 4.8 – Déformation élastique et mouvement des éléments du milieu élastique lors de la propagation des ondes de compression (ondes P) et des ondes de cisaillement (ondes S).

La flèche indique le sens de la propagation de ces ondes de volume (d'après Bolt, 1982).

4.1.5 Vitesse des ondes de compression P dans les milieux terrestres

On a vu en gravimétrie que le paramètre de contrôle était la densité des milieux. En sismologie de même qu'en sismique réflexion et réfraction ce rôle est joué par le paramètre *vitesse des ondes de volume* (onde de compression, voir le tableau ci-après, ou de cisaillement). Dans les modélisations ultérieures, nous verrons que ce paramètre et la géométrie des interfaces permettent d'obtenir les ajustements entre modèles et observations (courbes de propagation, hodochrones). Par ailleurs, dans un milieu donné, il y a une relation entre la vitesse de propagation des ondes de volume

et la densité du milieu. Ceci apparaissait plus haut dans les équations des vitesses, $V_1 = \sqrt{\frac{\alpha}{\rho}}$; $V_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$.

Comme les paramètres α et μ sont tous variables en fonction de la nature des milieux, on peut néanmoins passer facilement d'un paramètre (densité) à l'autre (vitesse). À partir de mesures expérimentales faites en laboratoire, un certain nombre de lois empiriques ont été établies pour différents types de roches.

Tableau 4.1 – Vitesse des ondes P selon le milieu.

Milieu	Vitesse des ondes P ($km \cdot s^{-1}$)
Sable sec	0,2 – 1,0
Sable saturé en eau	1,5 – 2,0
Argile	1,5 – 2,5
Grès	2,0 – 6,0
Calcaires	2,0 – 6,0
Craie	2,0 – 2,5
Calcaire Jurassique	3,0 – 4,0
Calcaire Carbonifère	5,0 – 5,5
Dolomie	2,5 – 6,5
Sel	4,5 – 5,0
Gypse	2,0 – 3,5
Roches ignées	5,5 – 8,5
Granite	5,5 – 6,0
Gabbro	6,5 – 7,0
Roches ultrabasiques	7,5 – 8,5
Serpentinite	5,5 – 6,5
Air	0,3
Eau	1,4 – 1,5
Glace	3,4

4.1.6 Front d'onde, rais sismiques

On appelle front d'onde *la surface, lieu géométrique à l'instant t, des divers points du milieu qui sont affectés par une même discontinuité cinématique*. La discontinuité mobile, la plus intéressante pour la sismologie, est *le front d'onde avant*, séparant une région subissant une perturbation particulière d'une région qui ne la subit pas encore.

a) Rais sismiques

Les trajectoires orthogonales au front d'onde sont appelées *rais sismiques*. Dans un milieu homogène, les rais sont des droites. Dans un milieu quelconque, dont on connaît les propriétés élastiques en chaque point, les rais sont des courbes.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Nous allons énoncer deux principes qui nous seront utiles dans des démonstrations ultérieures.

b) Le principe de Fermat

Le temps mis par un ébranlement pour aller d'un point A à un point B est minimum le long des rais.

c) Le principe d'Huyghens

On considère que chaque point d'un front d'onde est une source indépendante émettant des ondes élémentaires appelées ondelettes. Les vibrations qu'elles engendrent se détruisent mutuellement par interférence destructrice, sauf sur une surface qui est l'enveloppe des ondelettes et qui constitue elle-même un front d'onde (fig. 4.9).

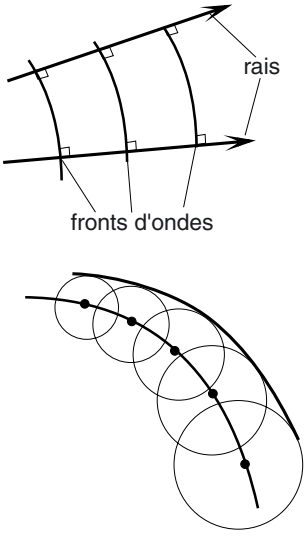


Figure 4.9 – Rais sismiques et front d'onde.
Les trajectoires orthogonales au front d'onde sont les rais sismiques. La seconde illustration représente les ondelettes dont l'enveloppe constitue le front d'onde selon le principe d'Huyghens (d'après G. Perrier in Coulomb & Jobert, 1973).

4.1.7 Réflexion et réfraction des ondes sismiques, ondes coniques

Supposons qu'un front d'onde rencontre une surface séparant le milieu 1 du milieu 2, où les propriétés physiques changent brusquement. Une partie de l'énergie revient en arrière dans le premier milieu, on dit qu'il y a *réflexion* à l'interface des deux milieux. Une autre partie passe dans le deuxième milieu, on dit qu'il y a *réfraction*. Lorsqu'une onde P (ou une onde S) se réfléchit ou se réfracte, elle donne naissance à deux ondes P et S réfléchies et réfractées.

La **loi de Snell-Descartes** donne les relations angulaires entre rais incidents, réfléchis et transmis (réfractés) pour les différents types d'ondes. Dans le cas présent

d'une onde de compression incidente les vitesses dans le premier milieu étant V_P, V_S et V_P', V_S' dans le deuxième, on a les relations :

$$\frac{\sin i}{V_P} = \frac{\sin i'}{V_P'} = \frac{\sin \theta}{V_S} = \frac{\sin \theta'}{V_S'},$$

où i, i', θ, θ' sont les angles d'incidence, de transmission et de réflexion à l'interface.

Pour bien comprendre ce phénomène de la réflexion et de la réfraction nous avons simplifié l'étude à celle d'une seule onde réfléchie et d'une seule onde réfractée et nous proposons une représentation géométrique avec l'évolution dans le temps des fronts d'ondes et des rais correspondants.

Soit donc une onde incidente I (P ou S), R l'onde réfléchie, T l'onde réfractée.

La source ponctuelle dans le premier milieu est F. Sur la figure 4.10 on a représenté ces différents fronts d'onde au niveau de l'interface (ici la trace d'un plan séparant les milieux 1 où la vitesse est V et 2 où la vitesse est V′). Sur le schéma de gauche, les 3 fronts d'onde font avec l'interface les angles i, $\pi - i$ et i'. On retrouve ces angles sur le shéma de droite où il s'agit alors des angles des rais avec la normale à l'interface au point d'incidence du rai à l'interface.

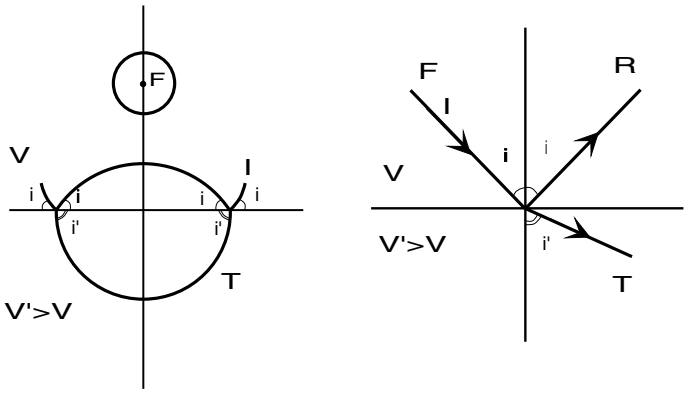


Figure 4.10 – Propagation d'une onde à l'interface des deux milieux.
Le schéma de gauche traite de la géométrie des fronts d'onde alors que le schéma de droite montre les rais correspondants (d'après G. Perrier in Coulomb & Jobert, 1973).

On suppose ici que $V' > V$, ce qui est en général le cas dans la Terre, plus les couches sont profondes, plus les vitesses sont élevées. La loi de Descartes s'écrit : $\sin i/V = \sin i'/V'$.

Lorsque le front d'onde incident s'éloigne de F suivant la surface d'une sphère dont le rayon augmente quand le temps s'écoule, il atteint l'interface entre les deux milieux et balaie cet interface, i augmente jusqu'à une valeur limite, l'angle critique i_0 pour lequel $\sin i_0 = V/V'$, $i' = \pi/2$ (fig. 4.11).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

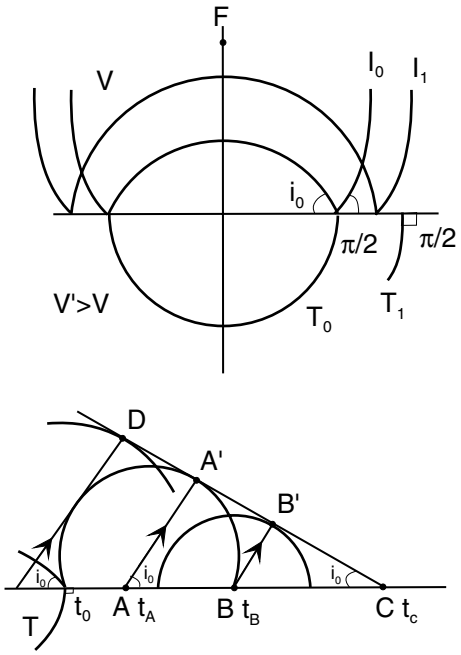


Figure 4.11 – Génération de l'onde conique.

On se trouve ici dans la situation qui suit immédiatement le passage à l'incidence critique. T_1 a décroché de I_1. En *ABC*, à droite, les ondelettes qui apparaissent dans le milieu supérieur à l'interface ont eu le temps de se développer, leur enveloppe est l'onde conique (d'après G. Perrier in Coulomb & Jobert, 1973).

À partir de ce moment le front d'onde réfracté étant devenu normal à l'interface ne peut que conserver cette géométrie. Par ailleurs, il se propage à la vitesse V' le long de celle-ci, alors que la trace commune aux ondes I et R se propage à une vitesse V telle que :

$$V/\sin i_1 < V/\sin i_0 = V' \text{ car } i_1 > i_0.$$

L'onde réfractée se *décroche* des ondes incidente et réfléchie pour $i = i_0$. Donc, à partir de cet instant elle est en avance sur celles-ci et réagit sur le milieu supérieur. En appliquant le principe d'Huyghens on peut trouver le nouveau front d'onde dans le milieu supérieur, c'est l'enveloppe des ondelettes créées dans le milieu supérieur par le front réfracté (fig. 4.11).

Si l'on considère le front d'onde aux temps t_A, t_B, t_C, t_0 étant l'instant où le décrochement se produit, l'enveloppe commune des ondelettes est la tangente commune, on a :

$$\sin \widehat{A'CA} = AA'/AC$$

Comme $AA' = V(t_C - t_A)$, trajet parcouru par l'onde dans le milieu 1 entre t_A et t_C, et $AC = V'(t_C - t_A)$, trajet parcouru par l'onde dans le milieu 2 entre t_A et t_C, donc

$$\sin \widehat{A'CA} = V(t_C - t_A)/V'(t_C - t_A) = V/V' \qquad \text{et} \qquad \widehat{A'CA} = i_0$$

L'angle du front d'onde avec l'interface est égal à l'angle limite i_0.
Entre t_C et t_0 le rayon du front s'est accru de $OD' = V(t_C - t_0)$.
Si D est l'intersection de la tangente $D'D$ à R avec l'interface,

$$OD = OD'/\sin \widehat{D'OD} = V(t_C - t_0)/\sin i_0 = V'(t_C - t_0) = OC.$$

D est confondu avec C (fig. 4.12). Le front d'onde résultant s'appuie sur l'onde réfléchie. Compte tenu de sa forme en tronc de cône on l'appelle l'*onde conique*.

Tout se passe pour l'onde au-delà de i_0 comme si le rai avait suivi la limite des milieux et était ressorti sous l'incidence i_0 (fig. 4.12) en une infinité de points.

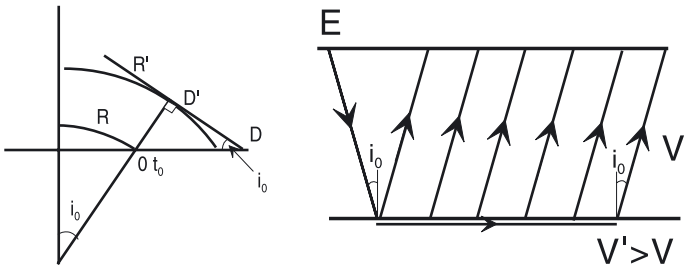


Figure 4.12 – L'onde conique.

Sur le schéma de gauche on voit qu'elle s'appuie sur l'onde réfléchie. À droite on a tracé le rai à l'angle critique, il suit l'interface et envoie dans le milieu supérieur des rais émissaires sous l'incidence critique (d'après G. Perrier in Coulomb & Jobert, 1973).

La théorie de ces ondes coniques a été publiée en 1939 par le géophysicien français Louis Cagniard (1900-1971).

En résumé

L'onde conique est donc une onde réfractée particulière. Elle n'existe que si la vitesse du milieu inférieur est plus grande que la vitesse du milieu supérieur. Elle se propage dans le milieu supérieur à la vitesse de ce milieu, mais elle résulte d'une infinité de rais parallèles qui naissent de façon continue à l'interface. Cette apparition des rais à l'interface se fait le long de celle-ci à une vitesse égale à la vitesse de propagation dans le milieu inférieur. Tout se passe comme si, au moment où le rai incident arrive à l'interface avec une incidente i_0, il se mettait à suivre cette interface avec la vitesse de propagation dans le milieu inférieur, tout en émettant dans le milieu supérieur des émissaires de façon continue sous l'incidence i_0, qui ce propagent dans ce milieu supérieur à la vitesse de ce milieu.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

4.1.8 Rais sismiques, paramètre du rai

Supposons que dans une structure, la vitesse V soit croissante avec la profondeur. On peut décomposer la structure en un « empilement » de différentes strates telles que $V'' > V' > V$. En appliquant la loi de Descartes à ces éléments stratifiés à l'intérieur desquels la vitesse est constante, on a :

$$\frac{\sin i}{V} = \frac{\sin i'}{V'} = \frac{\sin i''}{V''} = cte = p.$$

Lorsque le nombre de strates devient infini on peut généraliser l'expression précédente :

$$p = \frac{\sin i(z)}{V(z)} = n(z) \sin i(z)$$

p est le *paramètre du rai*, il est constant pour un rai donné.

n inverse de la vitesse est appelé l'*indice* du milieu (en référence à l'optique).

Dans un milieu tel que nous l'avons défini plus haut, où les vitesses augmentent avec la profondeur, on voit qu'un rai se dirigeant vers la profondeur passe par un point bas (sauf s'il est vertical) et qu'il remonte par symétrie (fig. 4.13). Au point bas P on a $i = \pi/2$ et $p = 1/V_h = n(h)$ ce qui se formule ainsi :

Le paramètre du rai est égal à l'inverse de la vitesse au point bas du rai.

a) Autre propriété du rai sismique

Soit 2 rais infiniment voisins issus d'un même foyer coupant la surface en A et B. AH est le front d'onde en A, V la vitesse de l'onde, δt le temps infiniment petit que met l'onde pour allerde H en B (fig. 4.13). On a donc $BH = V\delta t$. Comme les rais sont infiniment proches on peut écrire $AB = \delta x$, $\sin i = BH/AB = V\delta t/\delta x$, or $p = \sin i/V = \delta t/\delta x$.

Sur une Terre sphérique on trouverait $p = \mathrm{d}t/\mathrm{d}\Delta$, Δ étant la *distance épicentrale*, c'est-à-dire la distance exprimée en degrés ou en kilomètres entre la projection verticale du foyer en surface au point où l'on enregistre les ondes sismiques.

$\delta t/\delta x$ ou $\mathrm{d}t/\mathrm{d}\Delta$ sont les inverses de la vitesse apparente en surface, donc $p = 1/V_a$, ce qui revient à dire que le paramètre du rai est égal à la pente de la tangente à la courbe de propagation $t = f(\Delta)$: son inverse $1/p = \mathrm{d}\Delta/\mathrm{d}t$ est la vitesse apparente de l'onde en surface, c'est aussi la vitesse au point bas du rai V_h. Ainsi $1/p = V_a = V_h$.

4.1.9 Recherche de la loi de vitesse en profondeur

On appelle *hodochrone* la fonction $t(\Delta)$ qui *relie le temps de propagation de l'onde en fonction de la distance épicentrale*.

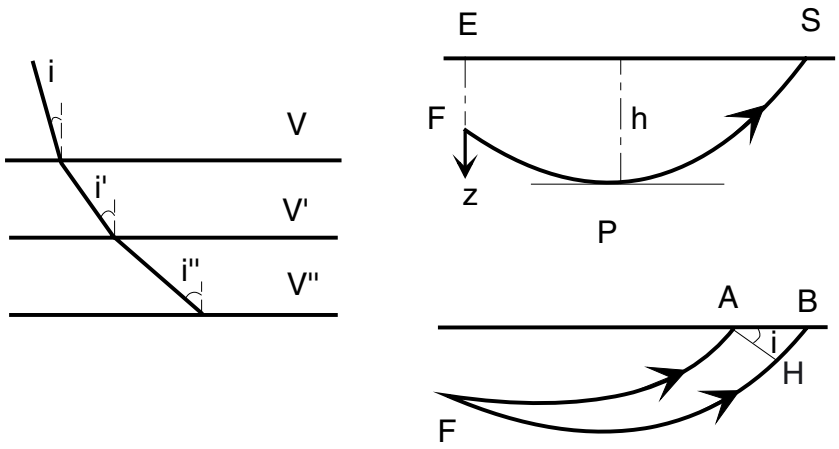


Figure 4.13 – Le rai sismique.

Les trois schémas illustrent ses propriétés, la loi de Snell-Descartes entraîne le redressement du rai dans un milieu à gradient de vitesse positif vers le bas, sur le deuxième on voit que le paramètre du rai est l'inverse de la vitesse au point bas du rai, enfin le troisième illustre la propriété du paramètre inverse de la vitesse apparente en surface (d'après G. Perrier in Coulomb & Jobert, 1973).

En pratique, on connaît cette hodochrone grâce aux observations. En revanche, on ne connaît pas les vitesses de propagation dans les milieux traversés par l'onde sismique.

Le problème fondamental consiste à trouver la loi de vitesse V_z à partir de l'hodochrone observée.

De la courbe $t = f(\Delta)$ on déduit $V_a(\Delta) = \mathrm{d}\Delta/\mathrm{d}t$, c'est V_h, mais on ne connaît pas h. La *formule d'Herglotz-Wiechert*[1] permet de calculer h.

Si Δ_1 est une distance telle qu'on ait déterminé $V_a(\Delta)$ pour $0 < \Delta < \Delta_1$ cette formule s'écrit :

$$h(\Delta_1) = \frac{1}{\pi}\int_0^{\Delta_1} Argch\frac{V_a(\Delta_1)}{V_a(\Delta)}\mathrm{d}\Delta.$$

Ainsi, la connaissance de la propagation de P et de S en surface entraîne celle des répartitions des vitesses correspondantes $V(z)$ et $W(z)$.

a) Anomalie des courbes de propagation

La répartition de V_z n'est pas simple. Un certain nombre de cas particuliers peuvent se présenter. Sur les figures qui illustrent les deux cas envisagés ci-dessous on représente le graphe des vitesses en fonction de la profondeur, les tracés des rais dans le plan vertical, distance épicentrale-profondeur et l'hodochrone correspondante $t(\Delta)$.

1. La démonstration de cette formule sort du cadre de cet ouvrage.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

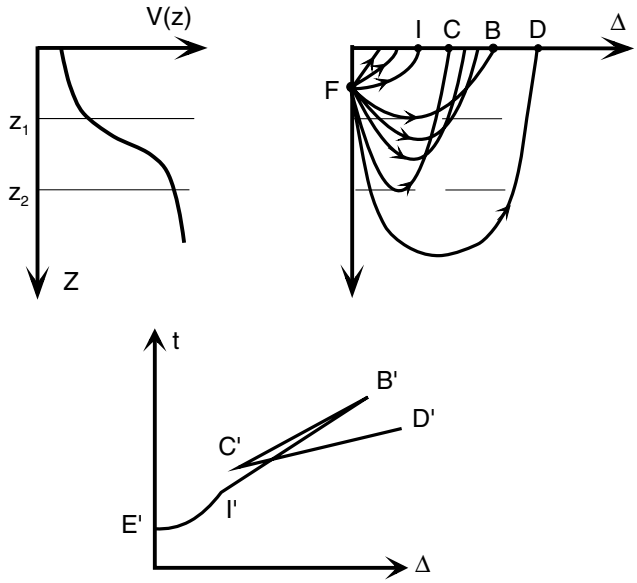


Figure 4.14 – Formation d'une boucle.

Cette anomalie de propagation est due à la présence d'un niveau à gradient élevé de vitesse. Les trois schémas représentent la loi de vitesse, les rais en fonction de la distance épicentrale et l'hodochrone correspondante (d'après G. Perrier in Coulomb & Jobert, 1973).

- *Cas où V_z se met à croître rapidement (fig. 4.14)*

À partir de z_1, il y a *rebroussement* (hodochrone BC).

À partir de z_2 la vitesse reprend son gradient positif de croissance avec la profondeur.

Dans cet exemple, il y a formation d'une *boucle* et triplement de l'onde entre les 2 rebroussements, soit entre les distances Δ_B et Δ_C.

- *Cas où V_z passe par un minimum (fig. 4.15)*

Cette répartition des vitesses entraîne l'extinction des arrivées entre B et D. On dit qu'il y a une *zone d'ombre* entre ces deux points. L'application de la méthode d'Herglotz-Wiechert à ces cas se heurte à des difficultés (que l'on surmonte en fractionnant les opérations d'intégration de façon à n'intégrer que des parties à gradient constant).

Ces anomalies des courbes de propagation s'observent essentiellement en sismologie, lors de l'inversion des hodochrones des ondes de volume permettant de modéliser les vitesses à l'intérieur de la Terre (ou d'une autre planète) et d'en tirer un modèle de

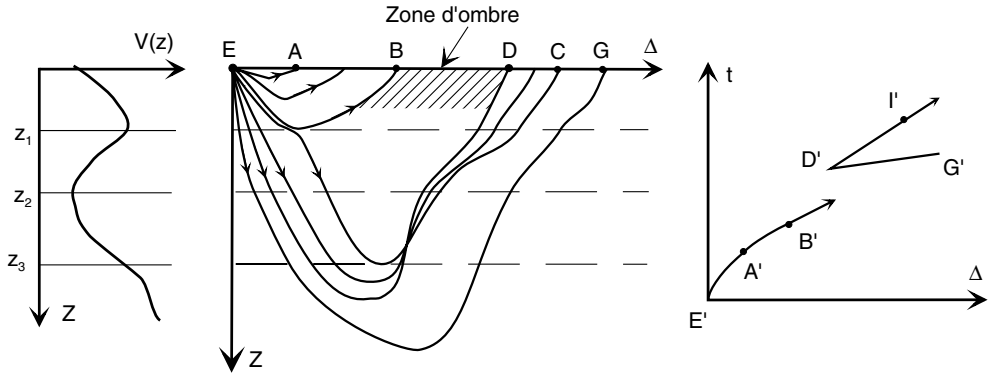


Figure 4.15 – La zone d'ombre.

Cette anomalie se produit lorsque le milieu présente une zone à moindre vitesse en profondeur. Ce phénomène est à l'origine de la découverte de l'asthénosphère dont le toit se situe à environ 100 kilomètres sous la surface de la Terre (d'après G. Perrier in Coulomb & Jobert, 1973).

structure interne, en *sismique réfraction* sur des profils longs ou encore en *sismique réflexion grand angle* (voir plus loin).

4.2 La sismologie

Cette discipline s'attache à l'étude des ondes sismiques issues des séismes naturels ou bien des très fortes explosions, tels les tirs nucléaires. Son domaine d'échelle est donc large, depuis quelques centaines de mètres pour les études en champ proche, par exemple, jusqu'à la dimension du globe terrestre. Ses objectifs constituent deux ensembles, l'étude de la source sismique (position du foyer, mécanisme à la source, énergie, prévision) d'une part, l'étude de la structure du globe par la propagation des ondes issues des séismes d'autre part.

4.2.1 Les ondes sismiques, leur enregistrement

Nous avons établi plus haut les principes de la propagation des ondes de volumes, les notions de rai, de front d'onde, de reflexion et réfraction, d'ondes coniques ainsi que le calcul des lois de vitesse avec la profondeur à partir de l'étude des hodochrones. Lorsqu'on regarde un sismogramme (voir la fig. 4.18) on observe qu'il contient de nombreuses phases et en particulier une *coda* après le train des ondes S, il s'agit des *ondes de surface*. Les ondes émises au foyer sont les ondes de volumes qui se propagent dans les différents milieux constituant le globe terrestre. Les ondes de surface

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

(ondes de Rayleigh et ondes de Love) résultent d'interférences entre les ondes de volume et se propagent en surface. Leur vitesse de propagation dépend de la longueur d'onde et de l'épaisseur du milieu affecté par ces ébranlements, elle est d'autant plus grande que la longueur d'onde est plus élevée.

La figure 4.16 représente un schéma du mouvement du sol lors du passage des ondes de surface de Rayleigh et de Love selon une représentation identique à celles de la figure 4.8 concernant les ondes de volume (d'après Bolt, 1982). Le mouvement des particules dû au passage de l'onde de Rayleigh est un mouvement rétrograde dans le plan vertical de propagation de l'onde. Celui dû au passage de l'onde de Love est transverse et cisaillant. Lorsque l'on examine les longueurs d'onde de plus en plus grandes on arrive dans le domaine des vibrations propres de la Terre dont la période du mode fondamental est de 54 minutes environ.

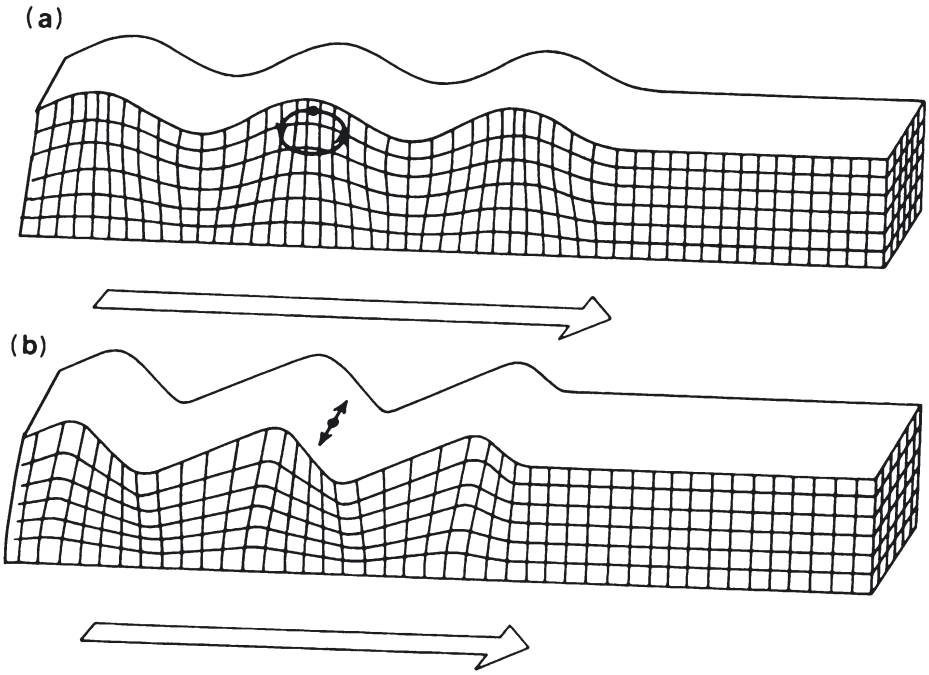


Figure 4.16 – Ondes de Rayleigh et ondes de Love.

Dans une représentation identique à celle de la figure 4.8, nous montrons ici les déformations élastiques associées au passage des ondes de surface - ondes de Rayleigh et ondes de Love (d'après Bolt, 1982).

Toutes les vibrations d'origine multiple (pas seulement issues des séismes) peuvent se classer suivant leur longueur d'onde dans le tableau suivant :

Tableau 4.2

Période (s). 0,01 Vibrations industrielles	0,1 Agitation industrielle Explosions proches	1 Explosions lointaines Séismes proches	10 ondes de volume des séismes Agitation naturelle
Période (s) 100 Ondes superficielles directes	1000 Ondes superficielles indirectes Ondes du manteau	>1000 Vibrations propres de la Terre Marées terrestres	

L'amplitude de ces vibrations varie selon le lieu et le temps et suivant leur fréquence. Deux « fenêtres » vers 1 seconde et vers 30-40 secondes peuvent permettre des amplifications de 500 000 dans des sites très calmes. Ce sont ces fenêtres qui contiennent les ondes P et S et les ondes de Rayleigh et de Love affectant l'écorce terrestre. L'agitation microsismique naturelle (produite par la houle et qui prend naissance dans les zones océaniques) est centrée entre 4 et 6 secondes de période. Les sismographes sont conçus de manière à filtrer ce bruit parasite.

- *Les stations sismiques*

Une station sismique est constituée de plusieurs éléments :

- un capteur de mouvement du sol (également appelé sismomètre) ;
- un marqueur du temps (généralement un récepteur GPS) ;
- un numérisateur (pour convertir le signal analogique issu du capteur de mouvement du sol en signal numérique) ;
- une unité de stockage ;
- éventuellement un système de télé-transmission (radio, satellite, internet. . .).

La figure 4.17 montre le principe des sismomètres verticaux et horizontaux qui sont installés dans une station sismique de manière à avoir : un sismomètre vertical et deux horizontaux, est-ouest et nord-sud permettant d'enregistrer le mouvement du sol suivant ses trois directions. Les sismomètres large bande ou très large bande ont un capteur qui couvre un large domaine de fréquences (0,001 à 50 Hz), permettant ainsi d'enregistrer à la fois ondes de volume et ondes de surface. Les stations du réseau français GEOSCOPE sont équipées de tels capteurs.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

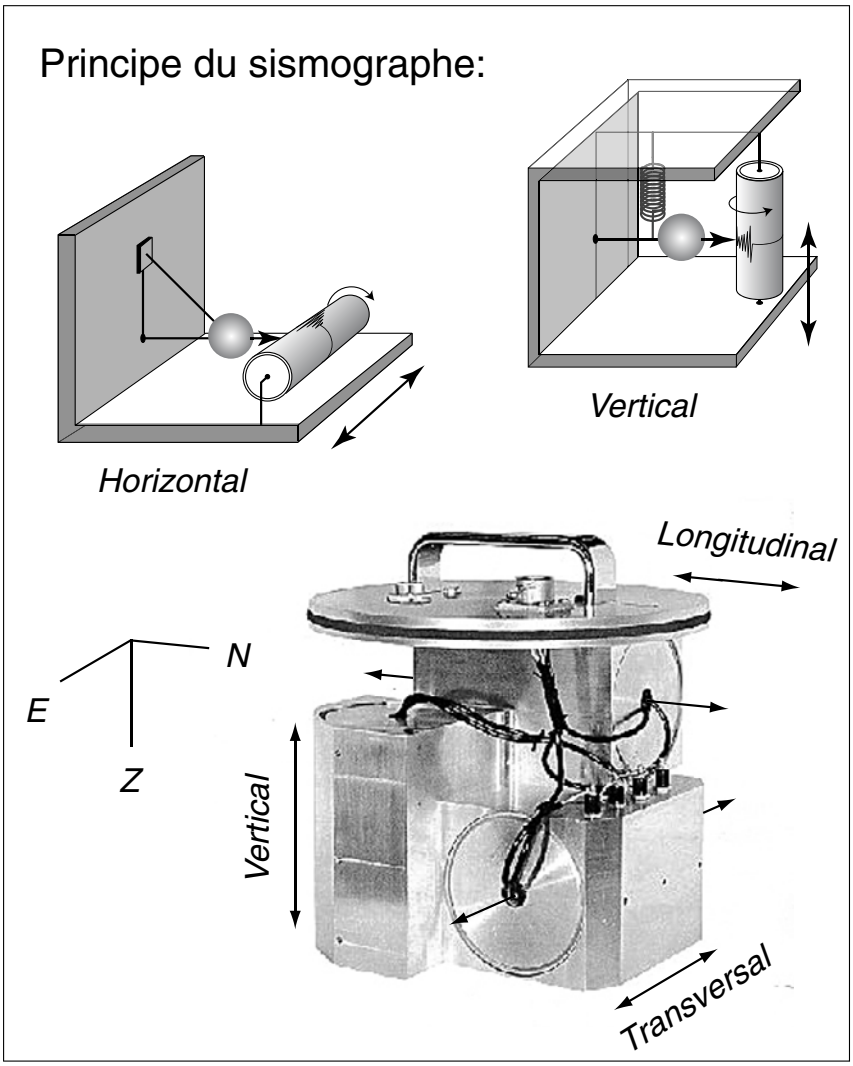


Figure 4.17 – Un sismomètre est un pendule constitué d'une masse et d'un ressort. Au passage d'une onde sismique, la masse subit un mouvement relatif par rapport à un bâti rigide solidaire du sol (en haut). Afin de capter les mouvements du sol dans les 3 dimensions, il existe 2 types de sismomètres : vertical et horizontal. Une station sismique est ainsi composée *a minima* d'un sismomètre vertical et de 2 sismomètres horizontaux disposés orthogonalement. Sur la figure du bas, ces 3 composantes sont parfois assemblées dans un même bâti, et les pendules mécaniques sont remplacés par des capteurs électro-mécaniques où des systèmes aimants-bobines transforment les mouvements relatifs masse-bâti en courant électrique, analogue du mouvement du sol, dans les 3 directions orthogonales : haut/bas (± Z), N/S et E/W.

4.2.2 Les réseaux sismologiques

Une station sismologique complète comprend un ensemble de capteurs mesurant à chaque instant les mouvements du sol. Pour cela il faut disposer de trois sismomètres au moins comme nous venons de le voir (fig. 4.18).

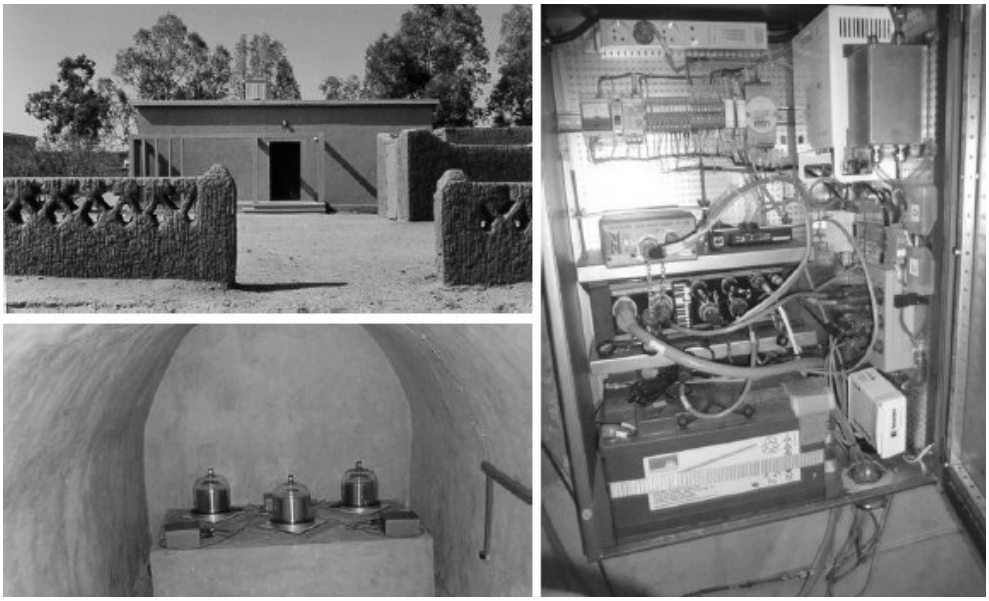


Figure 4.18 – Station sismologique de TAM (Algérie) du réseau français GEOSCOPE. À gauche le bâtiment (haut) et les 3 sismomètres dans la cave (bas). Les sismomètres sont installés sur un pilier couplé au sol dans une cave pour être isolés des variations thermiques et ainsi minimiser le bruit. À droite, l'électronique de la station (photo GEOSCOPE, IPGP).

Il y a plusieurs milliers de stations sismologiques permanentes sur le Globe dont les données sont transmises en temps réels vers les centres de détection des séismes et d'alerte aux tsunamis (voir paragraphe 4.2.3.e). Ces centres procèdent aux analyses suivantes : détermination des coordonnées et de la profondeur des foyers, heure origine, calcul de l'énergie libérée, magnitude ou moment sismique, etc. Les grands réseaux mondiaux tels GEOSCOPE, GSN, etc. permettent un suivi permanent de la sismicité de la planète. Les données issues de ces réseaux globaux permettent aussi d'étudier et d'imager via la *tomographie* (imagerie de la vitesse des ondes sismiques) la structure interne (*cf.* paragraphe 4.2.4).

À l'échelle locale on utilise des réseaux permanents ou temporaires dont la géométrie dépend du problème étudié. Sur des réseaux très denses consacrés à la sismicité

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

de volcans ou à la *tomographie locale ou régionale*, on peut ainsi disposer une centaine de stations pour suivre l'évolution d'une éruption par exemple.

4.2.3 Les séismes

Par définition, on appelle *foyer* ou *hypocentre* d'un séisme le point où a lieu le début l'ébranlement produisant les ondes sismiques. L'*épicentre* est la projection du foyer sur la surface topographique.

On appelle *heure origine* d'un séisme le moment où a lieu l'ébranlement. Ce paramètre est donné en T.U. (temps universel GMT).

Pour caractériser un séisme on détermine à partir des données recueillies dans les stations sismologiques les quatre paramètres suivants : latitude et longitude, profondeur du foyer, heure origine. On ajoute à ces paramètres la *magnitude* du séisme qui traduit l'énergie libérée à la source et son mécanisme au foyer. En réalité un séisme correspond à une rupture dans un milieu solide selon un modèle plus ou moins simple de faille qui peut s'étendre sur plusieurs kilomètres et même plusieurs centaines de kilomètres pour les plus forts séismes. Toutefois, le point où s'initie la rupture émet les premières ondes qui seront enregistrées dans les stations sismologiques et ce point correspond au foyer que l'on va essayer de positionner.

Plus précisément, la rupture de la faille lui permet de faire glisser très rapidement l'un contre l'autre les blocs rocheux en contact.

a) La détermination des hypocentres

Il existe plusieurs méthodes de détermination des foyers sismiques. On distingue les méthodes absolues des méthodes relatives. Nous ne décrirons pas dans le détail les méthodes absolues qui n'ont qu'un intérêt historique, sinon la méthode rapide dite *macrosismique*. Elle consiste à tracer sur une carte les lignes séparant des zones d'iso-intensité, liées aux effets ressentis et destructeurs des séismes. On considère que l'épicentre se situe au centre de la zone d'intensité maximale. Cette méthode d'intérêt historique est encore utilisée lorsqu'on étudie des séismes anciens sur lesquels on possède des témoignages écrits qui permettent de tracer les lignes d'iso-intensité (carte sismotectonique de la France établie par le BRGM, le Bureau de Recherches Géologique et Minière, à partir du dépouillement d'archives).

b) Intensité et magnitude

On quantifie les effets macrosismiques, c'est-à-dire les effets destructeurs en surface suivant des échelles d'intensité, graduées en degrés. Le degré 1 correspond aux secousses les plus faibles (non ressenties), les plus hauts degrés se rapportant aux

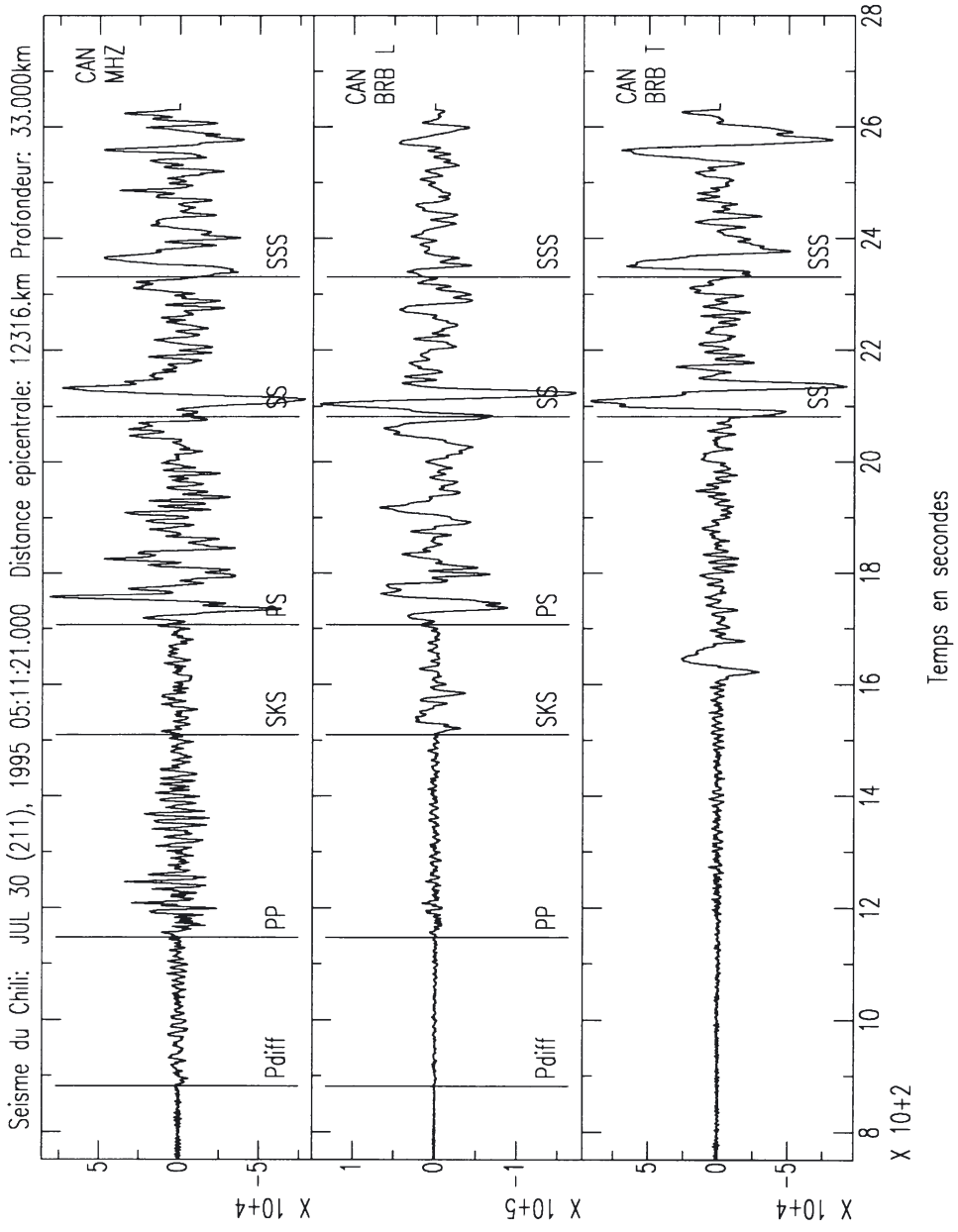


Figure 4.19 – Séisme du Chili du 30 juillet 1995 enregistré sur une station du réseau Géoscope.

On voit sur cet enregistrement d'un séisme lointain les principaux trains d'ondes P et S (Éléonore Stutzmann, Géoscope, IPGP).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

catastrophes causant la ruine totale de toute construction. Des formulaires détaillés permettent d'attribuer en un lieu donné ce degré d'intensité.

La *magnitude* sert à classer les séismes suivant leur importance, elle est liée à l'*énergie sismique* libérée lors du séisme (voir plus loin). Il ne faut pas confondre intensité et magnitude : la première est *relative* et dépend de la position du point d'observation par rapport au foyer sismique, la seconde est le paramètre physique *absolu* qui quantifie l'énergie libérée. Un séisme de faible magnitude sera ressenti avec une forte intensité par l'observateur situé à proximité du foyer. Inversement un très gros séisme de forte magnitude ne sera pas ressenti par un observateur situé à une distance importante du foyer.

Dans les méthodes de détermination des hypocentres dites relatives, on utilise les temps de propagation des ondes sismiques en fonction de la distance épicentrale. Les lois de propagation des ondes sismiques qui dépendent de la profondeur du foyer ont été calculées et construites de 2 façons :

- de façon directe en utilisant des explosions de forte puissance, chimiques ou nucléaires, dont on enregistre tout azimut les ondes de volume P et S ainsi que les diverses phases qui en sont issues.

- par itérations successives en utilisant des séismes importants enregistrés dans de nombreuses stations, ce qui permet de calculer (voir plus loin) les paramètres de la source que l'on utilise ensuite comme précédemment.

• *La méthode dite des S-P*

On lit généralement facilement sur un sismogramme les phases P et S (*cf.* fig. 4.18).La différence des temps d'arrivée de ces 2 phases dans une même station permet d'avoir la distance épicentrale (en effet, Δ étant la distance épicentrale et f, g, h, des fonctions, on connaît $t_P = f(\Delta)$; $t_S = g(\Delta)$ d'où $t_P - t_S = g(\Delta) - f(\Delta) = h(\Delta)$.

Ceci revient à dire que, pour une station donnée, l'épicentre se trouve sur le cercle centré sur la station dont le rayon est égal à la distance épicentrale. Si l'on dispose de 3 sismogrammes enregistrés en trois stations différentes, l'épicentre sera l'intersection de trois cercles ainsi construits. Trois stations permettent de déterminer 3 paramètres : latitude, longitude et heure origine du séisme (fig. 4.20).

Si les cercles ne se coupent pas en un point, c'est que les lois de propagation utilisées ne conviennent pas au problème. On cherche donc par tâtonnement en utilisant des lois correspondant à des profondeurs croissantes du foyer la profondeur qui minimise la taille du triangle d'intersection des trois cercles. On peut ainsi déterminer un quatrième paramètre, la profondeur du foyer.

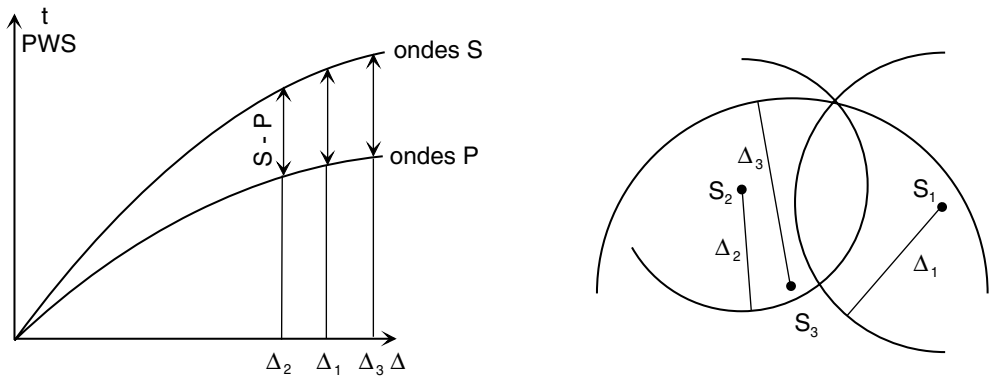


Figure 4.20 – Détermination d'un épicentre par la méthode des S-P

- *La méthode de Geiger*

Il s'agit d'une méthode de calcul par approximations successives, dans laquelle on part d'un épicentre approché de coordonnées $\lambda,\ \varphi$. On calcule sa distance Δ à chaque station ainsi que la durée de propagation $\theta(\Delta)$ des ondes P, par exemple, à partir des lois de propagation. Soit t l'heure d'arrivée observée, on prend pour heure origine t_0 la moyenne des $(t - \theta)$.

Si l'épicentre vrai est au point $\lambda + \mathrm{d}\lambda,\ \varphi + \mathrm{d}\varphi$ et si son heure origine est $t_0 + \mathrm{d}t_0$, on a pour chacune des stations

$$t = t_0 + \mathrm{d}t_0 + \theta + \frac{\partial\theta}{\partial\lambda}\mathrm{d}\lambda + \frac{\partial\theta}{\partial\varphi}\mathrm{d}\varphi$$

où $t_0 + \mathrm{d}t_0$ est la nouvelle heure origine et $\theta + \dfrac{\partial\theta}{\partial\lambda}\mathrm{d}\lambda + \dfrac{\partial\theta}{\partial\varphi}\mathrm{d}\varphi$ le nouveau temps de propagation.

Chaque station fournit ainsi une équation linéaire en $\mathrm{d}t_0$, $\mathrm{d}\lambda$, $\mathrm{d}\varphi$ car $\dfrac{\partial\theta}{\partial\lambda}$ et $\dfrac{\partial\theta}{\partial\varphi}$ sont connus grâce aux lois de propagation (pente de l'hodochrone).

Ainsi 3 stations suffisent pour déterminer $\mathrm{d}t_0$, $\mathrm{d}\lambda$, $\mathrm{d}\varphi$.

En fait, on applique une méthode de résolution par moindres carrés à un ensemble de n stations donnant n équations du type

$$t - t_0 - \mathrm{d}t_0 - \theta - \frac{\partial\theta}{\partial\lambda}\mathrm{d}\lambda - \frac{\partial\theta}{\partial\varphi}\mathrm{d}\varphi = \varepsilon$$

et on minimise $\sum \varepsilon^2$.

ε est ce que l'on appelle également le résidu.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

• *La méthode de Bolt*

Cette méthode dérive de la précédente, elle a été imaginée pour tenir compte du poids respectif de chaque station dans le calcul.

En prenant les notations de Bolt, supposons qu'un essai préliminaire ait permis de déterminer une position et une heure origine provisoires. Par rapport à cette position, le *vrai foyer* que nous cherchons se trouve à x (degrés) vers le Nord et y (degrés) vers l'Est à une profondeur z et τ secondes plus tard l'heure origine vraie que nous cherchons. Ainsi, pour une station sismologique située à une distance Δ (en degrés) et suivant l'azimut α (en degrés) de l'épicentre d'essai, on aura l'équation (d'après la méthode de Geiger) en x, y et z :

$$\tau - (x \sin \alpha + y \cos \alpha) \frac{\partial t(\Delta)_z}{\partial \Delta} + \frac{\partial t(z)_\Delta}{\partial z} = \xi$$

où t est le temps théorique de propagation de l'onde considérée (P, PKP ou S) pour la distance Δ et ξ le temps résiduel désigné souvent par $O - C$ (temps observé moins temps calculé).

Si l'on enregistre les ondes sismiques dans n stations on obtient n équations dont les inconnues sont τ, x, y, z.

Les stations par leurs qualités et leurs positions n'ont pas le même poids sur le résultat final. On pondère donc chaque équation suivant les valeurs des temps résiduels et des positions relatives. Il existe plusieurs méthodes de pondérations.

La phase suivante est la résolution de ce système d'équations par une méthode par moindres carrés donnant sous forme matricielle

$$\boldsymbol{W\ A\ x = W\ B}$$

où $\boldsymbol{W}$ est une matrice diagonale de poids, $\boldsymbol{A}$ est la matrice $n \times 4$ des coefficients τ, x, y, z et $\boldsymbol{B}$ la matrice $n \times 1$ formée par les temps résiduels ξ_i.

Cette méthode a été très largement utilisée avec additions successives de raffinements de calculs permettant de prendre en compte les anomalies de propagation existant autour des stations. Mais, même si les calculs sont devenus plus complexes, le principe de la détermination est resté le même. Les centres internationaux de détermination des foyers utilisent ce type d'algorithmes.

• *La méthode JHD (Joint Hypocenter Determination)*

Dans cette méthode les foyers d'un groupe de séismes occupant une volume d'espace relativement petit (un cube de 50 à 100 km d'arête) sont calculés en même temps en tenant compte des corrections aux foyers et des corrections à la station. On prend pour cela un séisme important de la famille de séismes que l'on détermine, le *séisme étalon* (*master event*) par rapport auquel on positionne tous les voisins. Cette méthode

améliore la précision relative des positions des foyers d'une même famille les uns par rapport aux autres. Une condition essentielle est que toutes les stations utilisées aient enregistré le séisme étalon[2].

c) Les mécanismes au foyer des séismes

On admet que pendant un séisme l'énergie est libérée au foyer, c'est-à-dire en un point. Comme on l'a dit plus haut, ceci est une première approximation. La rupture se fait en réalité sur une certaine surface ou dans un volume fini dont les dimensions seraient celles d'une sphère dont le rayon peut atteindre quelques dizaines de kilomètres. On sait que lors du grand séisme de San Francisco de 1906 la faille de San Andreas a joué sur plusieurs centaines de kilomètres. On se borne ici au cas de sources comportant des dislocations tangentielles de type simple sans nier l'intérêt de modèles plus compliqués.

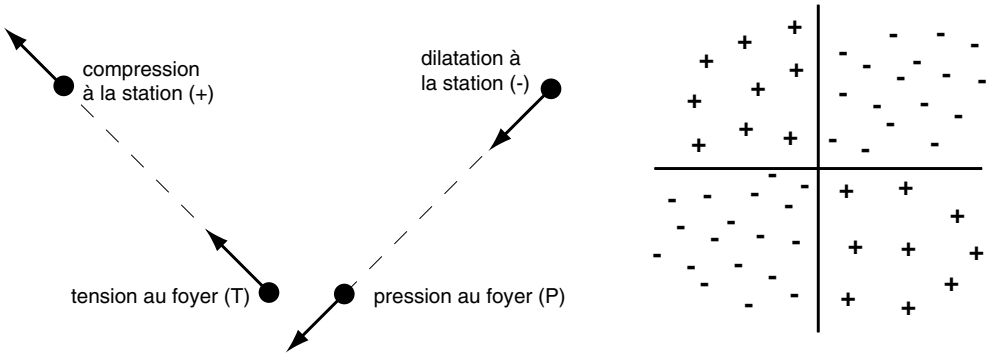


Figure 4.21 – Les premiers mouvements du sol autour du foyer.

Lorsque le premier mouvement à l'arrivée de l'onde P est vers le haut (signe +) on a une compression à la station, qui correspond à une tension (T) au foyer. Dans le cas contraire, il y a dilatation (signe –) à la station, qui correspond à une pression (P) au foyer. L'observation montre que ces points de signe différents se répartissent autour d'un foyer en surface, suivant des quadrants opposés, impliquant un jeu de failles.

Si après un fort séisme on examine les enregistrements de toutes les stations réparties à la surface du globe, on observe que le premier mouvement du sol (arrivée de l'onde P) est soit une *compression*, soit une *dilatation*, c'est-à-dire que dans le premier cas le premier mouvement a lieu du foyer vers la station et dans le deuxième cas de la station vers le foyer (fig. 4.21). On s'est aperçu que pour certains séismes superficiels les compressions et dilatations observées au voisinage de l'épicentre, se répartissaient en quadrants opposés (fig. 4.21b), répartition qui implique que sur les deux plan orthogonaux qui séparent ces domaines, le mouvement de l'onde P est nul.

2. Avant de continuer le lecteur est encouragé à faire les exercices 4.1 et 4.2.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Ces plans sont appelés les *plans nodaux*. Cette répartition peut être rattachée intuitivement à la théorie du *rebond élastique* de Reid dont le modèle le plus simple est suggéré par une faille dont le plan est vertical et le mouvement purement horizontal.

Soit A et B deux compartiments séparés par une faille qui coulissent comme indiqué sur la figure 4.22. Les flèches indiquent le sens du déplacement. On remarque que les particules, qui sont devant les flèches, sont poussées alors que celles qui sont à l'arrière sont tirées.

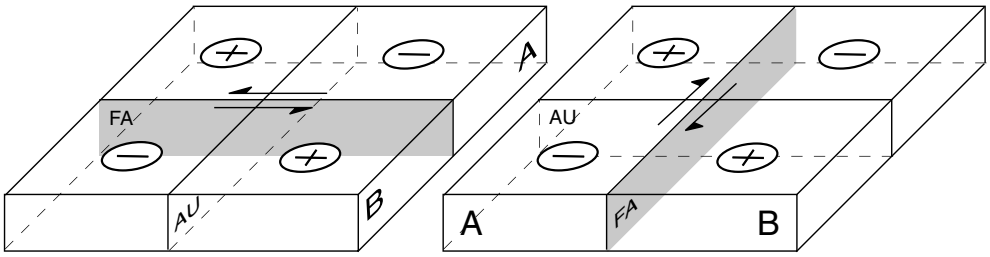


Figure 4.22 – Premiers mouvements du sol et jeux de failles : 2 solutions.

Les premiers mouvements du sol (signes + et –) se répartissent en 4 quadrants séparés par les plans nodaux, l'un de ces plans est le plan de faille (FA), l'autre est le plan auxiliaire (AU). Comme l'illustre ce schéma, l'interprétation n'est pas univoque au simple examen de la répartition des premiers mouvements, les 2 situations étant équivalentes de ce point de vue.

Le champ de radiation (le volume proche de la zone de rupture) est ainsi partagé en 4 quadrants par 2 plans perpendiculaires (plans nodaux) dont l'un est le plan de faille (FA) et l'autre le plan auxiliaire (AU). Le plan auxiliaire est perpendiculaire au plan de faille mais aussi au vecteur glissement. On voit sur la figure 4.22 qu'il n'est pas possible avec uniquement la répartition des premiers mouvements de déterminer quel est le plan de faille et le plan auxiliaire. En effet, une faille suivant le plan auxiliaire du premier schéma donnerait la même répartition du champ des déplacements initiaux. Cette indétermination pourrait être levée au moyen des ondes S dont le schéma de radiation est différent selon le plan de faille choisi.

Le modèle que l'on vient de décrire s'appelle le modèle *simple couple*. Ce modèle produit un champ de radiation différent pour les ondes S, mais comme on ne l'observe pas on a introduit le modèle appelé *double couple* dont le mécanisme est représenté par deux couples en sens opposés (fig. 4.23). La distribution de sens du premier mouvement se fait, là aussi, suivant 4 quadrants et il existe une indétermination entre plan de faille et plan auxiliaire. Ce modèle double couple a une explication physique lorsqu'au lieu de parler de plan de faille, on fait intervenir les axes principaux de contrainte. Il permet, de plus, de respecter les conditions d'équilibre du milieu : (1) la somme des forces est nulle, et (2) la somme des moments est nulle.

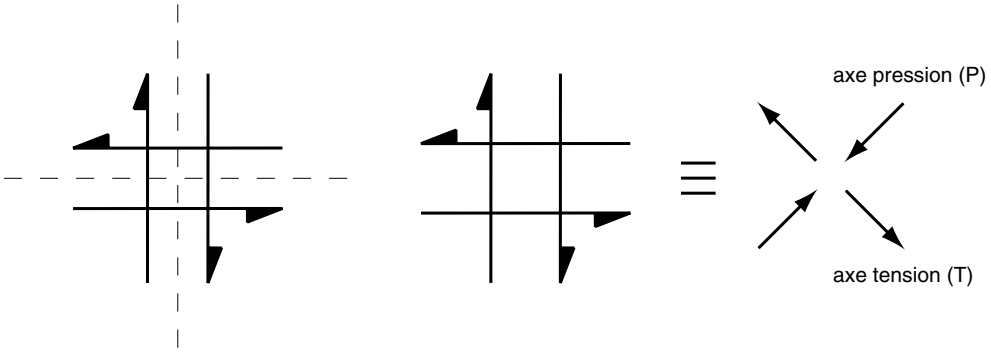


Figure 4.23 – Simple couple et double couple.

La figure précédente, ainsi que le schéma ci-dessus à gauche, permettent de définir deux mécanismes possibles simple couple associés chacun à un plan de faille et un plan auxiliaire (tiretés ci-dessus), et donnant chacun les mêmes résultats aux stations. Le modèle double couple correspond à l'ensemble des deux (au milieu). Physiquement, on lui donne une réalité lorsqu'au lieu de parler de plan de faille on fait intervenir les axes principaux de contraintes en pression (P) et tension (T).

Méthode classique de détermination des mécanismes focaux

Le problème consiste à trouver à partir des informations données par les stations sismologiques les plans nodaux du séisme.

On définit d'abord *la sphère focale* comme un volume suffisamment grand pour y tracer les rais sismiques qui atteignent les différentes stations et suffisamment petite pour qu'on puisse admettre que le milieu à l'intérieur de la sphère est homogène et isotrope. Les rais sont donc rectilignes à l'intérieur de la sphère focale. La sphère est repérée par les directions du Nord et de l'Est dans son plan équatorial horizontal ainsi que la direction du centre de la Terre définissant la verticale au foyer. On repère les rais sismiques atteignant les diverses stations sur la sphère focale. Pour faciliter ce travail on a intérêt à raisonner dans un plan, le plan équatorial de la sphère focale, sur lequel par projection stéréographique on pointe tous les points correspondant aux intersections des rais avec la sphère (fig. 4.24). Sur cette figure on représente la sphère en perspective et deux sections de la sphère, dans le plan vertical et le plan horizontal. On raisonnera sur l'ensemble des points S_2 transformés des points S_1 ; l'information, compression ou dilatation du premier mouvement de l'onde P à la station S sera ainsi amenée sur le plan équatorial.

À chaque station correspond un point sur le plan défini par la distance épicentrale et l'azimut de la station (sur la figure 4.24, FS_2 et α). Ce point est noté + si la station correspondante a enregistré une compression, − dans les cas d'une dilatation. On sépare ensuite sur la projection les domaines + des domaines −. Les lignes de séparation sont les projections stéréographiques des intersections de plans nodaux

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

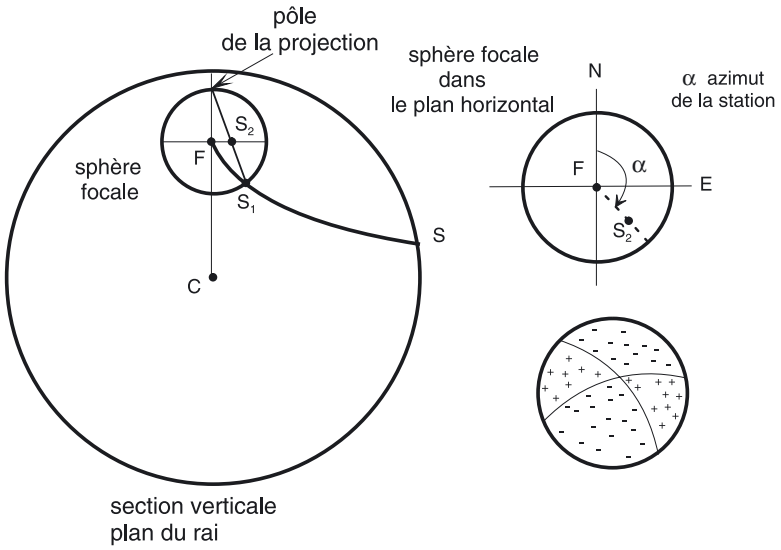


Figure 4.24 – Projection stéréographique sur la sphère focale.

On peut décrire convenablement un mécanisme au foyer dans l'espace en ramenant le long des rais les observations aux diverses stations sur la sphère focale convenablement repérée. Les trois schémas et le texte donnent le détail de cette construction. Le schéma *n*°1 est une section verticale contenant le rai. Le schéma *n*°2 est une section horizontale de la sphère focale. Le schéma *n*°3 montre dans le plan horizontal les différents signes sur les emplacements des projections des stations.

avec la sphère focale. Le problème est alors résolu car ces plans sont alors complètement définis par rapport au référentiel de la sphère focale (N-S, E-O et verticale). La figure 4.25 où les domaines en grisés sont + et les domaines blancs les −, donnent quelques exemples de mécanismes focaux[3].

d) Énergie des séismes

Pour évaluer l'énergie émise au cours d'un séisme, il suffit en théorie de déterminer l'énergie contenue dans les ondes *P* et *S* enregistrées à une station en tenant compte du mécanisme focal et des propriétés des milieux traversés. Nous présenterons ici deux méthodes, l'une empirique définissant la magnitude, l'autre basée sur la physique des milieux solides permettant d'introduire la notion de *moment sismique*.

• *La magnitude de Richter*

La magnitude d'un séisme qui est liée à l'énergie émise par une relation simple, a été définie en premier par Richter (1935) pour les séismes locaux de Californie,

3. Avant de continuer, le lecteur est encouragé à faire l'exercice 4.4.

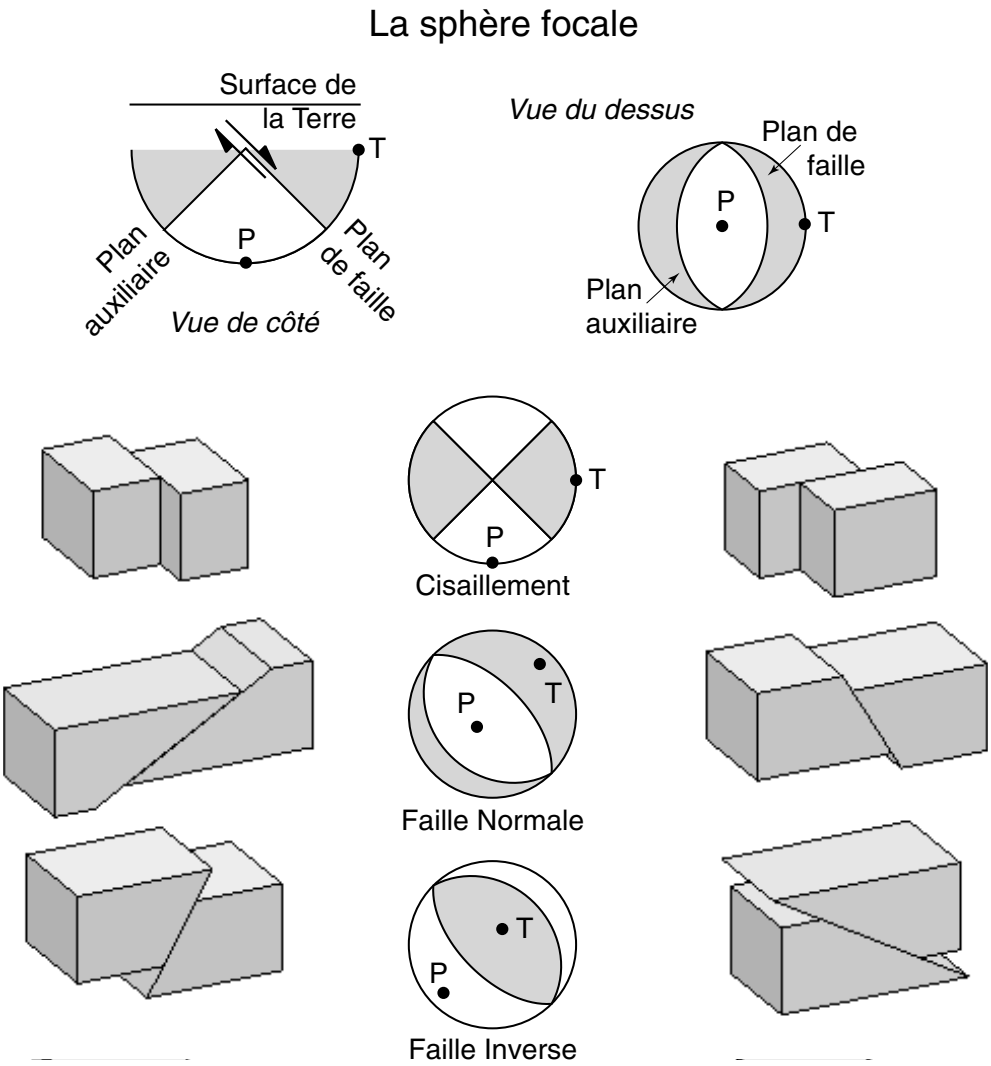


Figure 4.25 – La Sphère Focale.

En haut à gauche : la sphère focale vue en coupe pour un cas de figure illustré en haut à droite, les relations entre plans nodaux (plan de faille et plan auxiliaire) et axes de contraintes (P et T) sont illustrées. En bas : sphères focales des 3 types de failles élémentaires dans la croûte terrestre : cisaillement, faille normale et faille inverse. Les blocs-diagrammes illustrent les 2 interprétations possibles pour chaque sphère focale.

à partir de l'amplitude maximum des ondes de volume qu'enregistrait un sismographe particulier situé à 100 km de l'épicentre. Elle a été étendue par Gutenberg et Richter (1956) aux séismes éloignés.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Ils ont défini ainsi m à partir des ondes de volume par la formule :

$$m = \log \frac{u_1}{T_1} + f_1(\Delta,\ h) + C_1$$

Δ est la distance épicentrale, h la profondeur du foyer, u_1 et T_1 l'amplitude maximale et la période d'une phase déterminée des *ondes de volume* ; f_1 est une fonction empirique. Les auteurs ont donné des tables et des abaques pour les phases PV, PH, PPV, SH (V étant la composante verticale, H la composante horizontale).

Les valeurs de m, ainsi obtenues pour un même séisme en différentes stations, diffèrent les unes des autres. Les centres internationaux prenaient (avant la prise en compte des *CMT*, *cf.* plus loin) la valeur moyenne de m calculées dans plusieurs stations du réseau mondial *WWSSS*.

On peut définir la magnitude M des séismes superficiels à partir des *ondes de surface* (leur amplitude maximale et la période correspondante $u_2,\ T_2$) par :

$$M = \log \frac{u_2}{T_2} + 1{,}66 \log \Delta + 3{,}30 + C_2$$

Entre m et M, on a la relation empirique : $m = 0{,}56M + 2{,}9$.

Pour relier magnitude et énergie émise, Gutenberg et Richter ont établi la formule linéaire :

$$\log E_{joules} = 4{,}8 + 1{,}5M$$

- *Les différentes magnitudes utilisées par les sismologues*
- *Md* basée sur la durée d'enregistrement du signal, pour des études locales (distances entre 0-400 km) ;
- *ML* ce fut la magnitude originale définie par Richter et Gutenberg (0-400 km) ;
- *Ms* utilisée pour les séismes lointains, basée sur l'amplitude des ondes de surface de Rayleigh (20-180 degrès de distance épicentrale) ;
- *Mw* basée sur le moment sismique $m_0 = \mu \cdot S \cdot D$; μ est le rigidité du milieu, S le déplacement moyen sur la faille, S la surface de la faille. (toute distance épicentrale) ;
- *Mb* basée sur l'amplitude des ondes de volume P. S'applique seulement aux séismes profonds (16-100 degrés).

Aujourd'hui seules *Mw* et *Mb* sont utilisées par les sismologues.

- *Le moment sismique, CMT*

Il y eut une sorte de révolution dans la description des processus sismiques à la source (au foyer du séisme) lorsque fut introduit le concept de moment sismique et celui d'un tenseur du deuxième ordre appelé *tenseur du moment*.

L'expression physique et mathématique de ce modèle sort du cadre de cet ouvrage (pour plus de détails voir : Cara 1989 ; Aki et Richards, 1980) et nous nous limiterons à citer les avantages de cette méthode :

- les mécanismes classiques représentés plus haut sous forme de petites sphères et les magnitudes peuvent s'obtenir directement à partir du tenseur de moment du séisme.
- il y a une relation simple entre tenseur du moment d'un séisme et les conditions physiques près du foyer, tels la surface de la faille, la quantité de glissement et le relâchement des contraintes au foyer.
- il existe depuis 1977 des catalogues globaux des tenseurs de moment pour des milliers de séismes qui sont dérivés des analyses de routine des sismogrammes digitaux.

  L'un deux, le catalogue des CMT (Centroid Moment Tensor) contient par exemple, les solutions de tous les séismes de magnitude supérieure à 5,5. Cet outil permet une quantification précise des énergies libérées dans une zone tectoniquement active et également les mécanismes au foyer des différentes populations de séismes.

- *Les tsunamis*

Ces catastrophes naturelles peuvent être les effets secondaires d'un fort séisme lorsque l'hypocentre du séisme se trouve à faible profondeur sous un fond océanique. La brusque déformation verticale du fond induit à la surface de la mer une succession de vagues. Leur amplitude initiale de quelques mètres, dépendante de la magnitude et de la profondeur de foyer sous le fond, s'atténue rapidement au large par un phénomène de dispersion géométrique (identique à celui des ondes de surface). Dans le même temps leurs longueurs d'onde augmentent. En pleine mer, leur amplitude varie de quelques cm à quelques dizaines de cm et leur longueur d'onde est de l'ordre de 100 à 300 km. Elles ne sont donc pas observables d'un bateau pour lequel elles ne présentent aucun danger. En première approximation, la vitesse des ondes est $\sqrt{gh}$ (g la pesanteur et h la profondeur d'eau) donc de l'ordre de 600-800 km/h au large. C'est lorsque h décroît, à l'approche des côtes, que le tsunami prend toute son ampleur. Le ralentissement du train d'ondes implique un raccourcissement des longueurs d'onde et, par conservation de l'énergie, une augmentation importante des hauteurs de vagues. Elles peuvent alors déferler, inonder les rivages et l'intérieur des terres et atteindre des altitudes extrêmes (appelées hauteurs de *run-up*) de plusieurs dizaines

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

de mètres. L'effet destructeur peut être considérable comme dans le cas du tsunami engendré par le séisme du 26 décembre 2004 au nord de Sumatra. Ces tsunamis exceptionnels peuvent créer de telles inondations de la côte à des milliers de kilomètres de leur origine. Leur effet destructeur proportionnel à l'amplitude de ces vagues peut être considérable (exemple du tsunami engendré par le séisme du 26 décembre 2004 au nord de Sumatra).

Des tsunamis peuvent aussi être créés par des éruptions volcaniques en zone océanique, lorsqu'il y a effondrement d'une caldera sous-marine (exemple de l'éruption du Krakatoa en août 1883 dans le détroit de la Sonde qui fit 40 000 morts ; ou encore de l'explosion du volcan Santorin 2000 ans avant J.C. qui détruisit, dit-on (?), la civilisation Minoenne au large de la Crète). Enfin un glissement de terrain sous marin important peut aussi créer un tsunami comme ce fut le cas à Nice, en 1979, lors du chantier de prolongement en mer de la piste de l'aéroport de cette ville.

Il existe un système d'alerte aux tsunamis sur le pourtour de l'océan Pacifique avec un réseau de stations réparties dans tous les pays côtiers et sur les îles des différents archipels. Les messages d'alerte permettent d'évacuer sur les hauteurs les populations avant l'arrivée des vagues destructrices. Une vague met de 10 à 20 heures pour traverser cet océan. Le centre coordonnateur donne ainsi rapidement le moment de l'arrivée des vagues sur les côtes des pays suceptibles d'être touchés. Depuis la catastrophe de 2004, de tels réseaux sont déployés dans tous les bassins qui en étaient dépourvus : océan Indien, Caraïbe, Atlantique Nord-Est et Méditerranée.

4.2.4 La structure du globe grâce à la sismologie

L'étude de la propagation des ondes à l'intérieur du globe se fait à partir des observations de surface. Nous avons vu à propos de la théorie du rai et de la méthode d'Herglotz-Wiechert que la connaissance des hodochrones permettait d'inverser vitesse et profondeur et d'obtenir ainsi des modèles de vitesse en fonction de la profondeur. Dans cette description de la structure du globe à partir de la sismologie nous suivrons, d'une certaine manière, l'historique de cette discipline.

a) La croûte terrestre

Par une étude détaillée des séismes d'Europe centrale enregistrés en 1909 dans des observatoires peu éloignés, A. Mohorovicic a montré que les ondes longitudinales arrivant au-delà d'une certaine distance, environ 150 km, n'appartenaient pas à la même catégorie que celles qui étaient enregistrées près de l'épicentre (d'après ce que nous avons vu plus haut, il s'agissait des ondes coniques de nature différente des ondes directes et arrivant avant ces dernières -*cf.* le décrochement-). Les ondes qui passent par les couches profondes, plus rapides, arrivent avant celles qui prennent un chemin direct. On a mis ainsi en évidence une discontinuité de vitesse que l'on définit

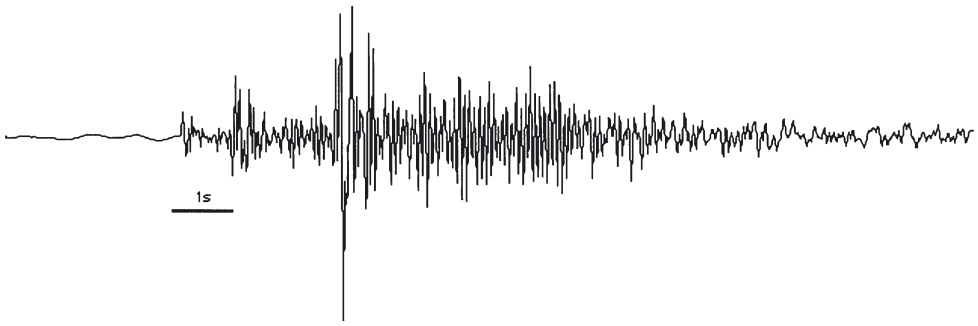


Figure 4.26 – Un sismogramme d'un séisme proche (Rémy Louat, document IRD-Laboratoire de Gravimétrie et Géodynamique, IPGP).

comme la base de la *croûte* appelée également parfois *écorce terrestre* (fig. 4.27). C'est la *discontinuité de Mohorovicic* qui constitue la limite entre la croûte et le manteau terrestre et que l'on appelle le *Moho*.

L'étude de la structure de la croûte peut se faire soit à partir des données de propagation des ondes de surface, soit à partir des ondes de volume. On se limitera ici à ces dernières. Sans entrer dans le détail de l'étude des ondes refléchies et des ondes coniques que nous examinerons plus loin (*cf.* sismique reflexion et sismique réfraction) anticipons en disant que ces méthodes permettent de calculer les vitesses des ondes de volume dans les différents niveaux et la profondeur des interfaces séparant ces niveaux. On s'est aperçu que la croûte continentale et la croûte océanique avaient des structures différentes.

• *La croûte continentale*

Mohorovicic avait trouvé une épaisseur de 50 km en Europe centrale. Quelques années plus tard, Conrad crut reconnaître une discontinuité à 15 km de profondeur, qui d'après les contrastes des vitesses correspondait à la séparation d'un milieu granitique et d'un milieu basaltique. Jeffreys adoptait, en 1939, le modèle donné par la figure 4.27.

La discontinuité de Conrad est maintenant mise en doute ; Mueller et Landisman ont mis en évidence une réflexion à 10 km (discontinuité de Foertsch) à la base d'une zone à moindre vitesse (fig. 4.27). Kosminskaya et Guterch ont reconnu dans certaines régions trois ou quatre discontinuités de vitesse à l'intérieur de la croûte. On trouve de plus en plus souvent au-dessus de la discontinuité de Mohorovicic (abrégée en Moho) une couche de vitesse des P de 7,1 à 7,7 $km \cdot s^{-1}$ dont l'épaisseur varie de 5 à 20 km. Donc, il n'y a pas un type unique de croûte continentale. C'est ce qui est bien apparu lors des progammes d'étude de la croûte Cocorp (américain) et

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

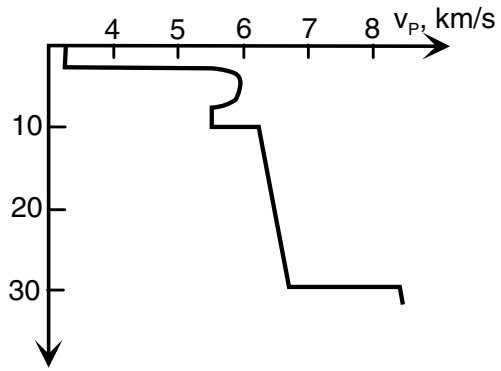


Figure 4.27 – La croûte continentale (d'après Muller et Landisman, 1966).

Ecors (français). Son épaisseur peut varier de 20 à 75 km et il peut y avoir de fortes variations de la vitesse moyenne à l'intérieur de la croûte.

- *La croûte océanique*

Depuis une cinquantaine d'années des centaines de milliers de kilomètres de profils de sismique réflexion et réfraction en mer ont été réalisés et ont permis d'attribuer à la croûte océanique une structure relativement cohérente. Ainsi, sous 4,5 à 5 km d'eau on trouve :

- une première couche de sédiments non consolidés (sédiments dits pélagiques à très faible gradient de dépôt) dont l'épaisseur variable est de 300 m en moyenne. La vitesse des ondes P y est de 2 $km.s^{-1}$ et croît selon le degré de tassement des sédiments.
- une deuxième couche, appelée socle (*basement* en anglais) ou simplement couche 2 est formée d'épanchements volcaniques basaltiques recouvrant plus ou moins des basaltes métamorphisés et surmontés parfois de sédiments consolidés. L'épaisseur de cette couche est de 4,6 ± 0,8 km et la vitesse des ondes *P* y varie de 4 à 6 $km.s^{-1}$.
- une troisième couche appelée aussi *couche océanique* ou couche 3 se trouve au-dessous. Son épaisseur est de 4,8 ± 1,4 km et la vitesse des ondes *P*, 6,70 ± 0,25 $km.s^{-1}$. Elle serait essentiellement formée de gabbros.
- vers 10 à 12 km sous la surface de l'océan, se trouve la discontinuité de Mohorovicic, où la vitesse des *P* passe brusquement à 8,1 ± 0,3 $km.s^{-1}$.

b) Le manteau terrestre

On appelle manteau la partie du globe s'étendant de la discontinuité de Mohorovicic jusqu'à une profondeur de 2 900 km. Cette discontinuité est observable sur les ho-

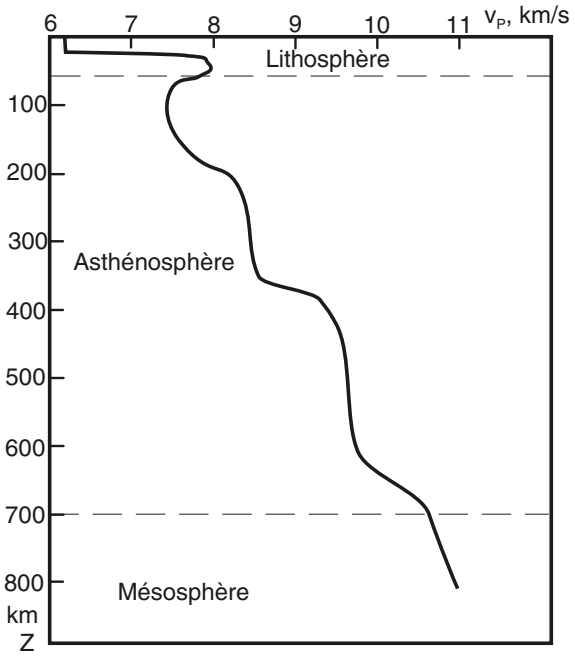


Figure 4.28 – Le manteau supérieur.
Sur ce graphe des variations de la vitesse en fonction de la profondeur on voit la zone à moindre vitesse dans la partie supérieure de l'asthénosphère, puis la discontinuité à 400 km et enfin celle à 700 km marquant le passage à la mésosphère.

dochrones des *P* et *S*. Elle correspond à l'apparition d'une zone d'ombre des *P* qui apparaît à une distance épicentrale de 104° (fig. 4.28).

En effet, jusqu'à cette distance l'hodochrone des ondes de volume directes est continue. Grâce à la méthode d'Herglotz-Wiechert exposée plus haut, on peut inverser la distribution des vitesses dans le manteau, mais au-delà de cette distance commence une zone d'ombre interprétée comme une zone où la diminution de vitesse des ondes *P* incurve le rai vers le bas (voir plus haut la figure 4.14). C'est cette observation qui est à l'origine de la découverte de la limite manteau noyau précisée par B. Gutenberg en 1914.

Entre Moho et cette discontinuité à 2 900 km on distingue le *manteau supérieur* et le *manteau profond*. Des critères de rigidité et de vitesse de propagation des ondes de volume ont permis de diviser le manteau supérieur en 3 unités principales.

c) La lithosphère

C'est la partie rigide qui s'étend de la surface du globe jusqu'à une zone où les vitesses des *P* et *S* diminuent et où la viscosité du milieu change. La lithosphère comprend donc la croûte terrestre et la partie rigide du manteau supérieur. Ainsi, sous le Moho, la vitesse des *P* est de 8,1 ± 0,3 km.s^{-1}. Cette vitesse croît avec la profondeur en zone océanique pour atteindre, vers 30 km, 8,5 à 8,9 km.s^{-1}. Vers 60 km en zone océanique et 100 – 150 km en zone continentale les vitesses des ondes *P* et *S* dé-

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

croissent et la viscosité du milieu augmente. Ce changement des propriétés physiques marque la limite inférieure de la lithosphère. Au-dessous se trouve l'*asthénosphère*.

d) L'asthénosphère

La couche à moindre vitesse des sismologues est caractérisée par une diminution de la vitesse des *P* (décroissant jusqu'à 7,7 km.s^{-1}) et de la vitesse des *S* (jusqu'à 4,5 km.s^{-1}) et par une augmentation de l'atténuation des ondes sismiques due à une plus grande viscosité. Elle s'étend jusqu'à 700 km de profondeur, mais à l'intérieur de cette zone, si la viscosité reste grande, les vitesses des ondes de volume augmentent surtout au niveau d'une discontinuité située à 400 km de profondeur environ, où le saut des vitesses est voisin de 1 km.s^{-1} pour les *P*. Cette discontinuité des 400 km correspondrait au changement de phase minéralogique spinelle-grenat. Vers 700 – 800 km une nouvelle discontinuité, avec augmentation des vitesses et de la rigidité, marque la limite inférieure de l'asthénosphère et le début de la *mésosphère* (fig. 4.28).

e) La mésosphère

Le milieu est à nouveau rigide avec une croissance de la vitesse des ondes *P* de 8 à 13,7 km.s^{-1} et des ondes *S* de 4,5 à 7 km.s^{-1}.

Ce manteau profond est limité à sa base par la discontinuité évoquée plus haut et correspondant aux 104° de distance épicentrale où brusquement les *S* disparaissent. On arrive alors au noyau.

Entre Moho et la discontinuité à 104° on trouve sur les sismogrammes de nombreuses phases qui correspondent à différents trajets des rais sismiques, ce sont les *PP*, les *PPP*, *SS*, *SSS* (ondes de volume s'étant réfléchies une fois ou deux fois à la surface de la Terre) etc, ou bien les *PcP*, *PcS* , refléchies sur la limite manteau-noyau, ainsi que de nombreuses autres combinaisons possibles. Dans le cas d'un foyer de séisme profond apparaîtront aussi des phases réfléchies en surface notées *pP* et *sP* pour l'onde *P* ou *pS* et *sS* pour l'onde *S* . Notons que la désignation de ces différentes ondes décrivent leur « histoire » au cours de leur propagation (reflexions, conversions etc). La figure 4.29 illustre ces trajets multiples dont l'étude fine (entre 0° et 180° de distances épicentrales) permettent de reconstituer la nature des milieux traversés.

f) Le noyau terrestre et la graine

Après la brusque discontinuité de 104°, et pour des distances épicentrales suffisamment grandes, vers 143° et au-delà, on trouve des phases correspondant à un trajet manteau-noyau, ce sont les ondes *PKP* ou les ondes mixtes *PKS*, *SKP*, *SKS* (la lettre *K* pour *Kern* noyau en allemand). Les hodochrones des *PKP* et *SKS* présentent

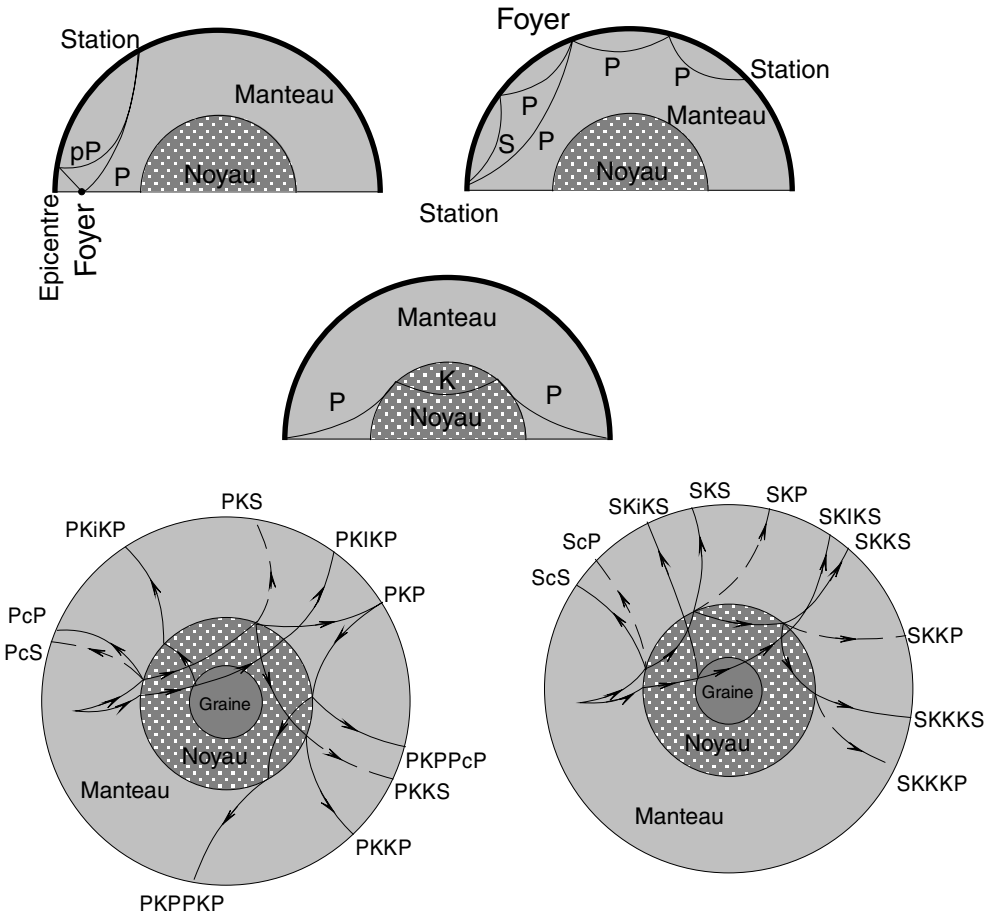


Figure 4.29 – Le manteau et le noyau terrestre.

Sur le premier schéma sont tracés les rais des ondes P et pP correspondant à un foyer profond, p indique le réflexion en surface. Le deuxième schéma montre une onde PS obtenue par la réflexion d'une onde P en surface. Le troisième illustre le rai d'une onde PKP qui traverse le manteau deux fois et le noyau externe. Les deux schémas suivants montrent différentes combinaisons des ondes principales issues du foyer sous forme d'ondes longitudinales, puis transversales. On remarquera que l'on désigne par c une réflexion sur le noyau, par i une réflexion sur la graine, par K un trajet dans le noyau externe, par I un trajet dans la graine (d'après M.A. Choudhury in Coulomb & Jobert, 1973).

la particularité d'avoir des branches PKP_1 et PKP_2 suivant l'enfoncement du rai dans le noyau (fig. 4.30). La vitesse des P (phase K) croît régulièrement avec la profondeur de 8 km.s^{-1} à 10,2 km.s^{-1} pour des profondeur de 2 900 à 5 000 km.

En effet, à 5 000 km une nouvelle discontinuité de vitesse apparaît. La vitesse des P passe de 10,2 à 11,2 km.s^{-1}, pour rester constante jusqu'au centre de la

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

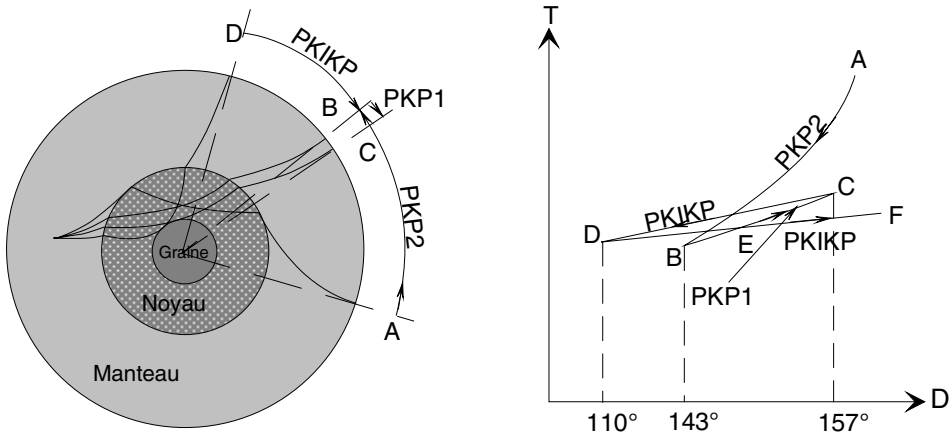


Figure 4.30 – Le noyau et la graine.

La présence de la graine se traduit sur l'hodochrone par un phénomène de boucle tel que celui que nous avons décrit plus haut entre des distances épicentrales comprises entre 110° et 157°. La branche *BC*, PKP_1, *PKIP* non représentée sur le schéma progresse du point D jusqu'à l'antipode à la distance épicentrale de 180° (d'après M.A. Choudhury in Coulomb & Jobert, 1973).

Terre. Cette partie du globe, découverte par la géophysicienne danoise Inge Lehmann (1888-1993) en 1936, comprise entre 5 000 et 6 371 km s'appelle la *graine*. Les phases qui l'ont traversée portent l'indication *I* (de l'anglais *Inner core*), ce sont les phases *PKIKP*, *SKIKS* etc. (fig. 4.30).

La graine est considérée comme rigide. Il existe donc des ondes mixtes *PKJKP*, ou *J* désigne le trajet dans la graine sous forme d'ondes *S*, mais les observations sûres font défaut. Les zones de transition manteau-noyau-graine sont étudiées sur les phases *P* diffractées (104 à 110°) ou *PKP* dont les points bas tangentent la graine.

Toutes ces observations permettant d'établir les lois de vitesses et d'en tirer les variations de la densité avec la profondeur, ont conduit à proposer le modèle de Terre représenté sur la figure 4.31 dans lequel, le noyau est considéré comme un métal à l'état liquide (pas d'ondes *S*) et la graine comme un métal à l'état solide.

Notons ici que l'étude du champ magnétique terrestre conduit à une interprétation du noyau liquide siège de mouvements convectifs fonctionnant comme une dynamo auto-entretenue qui serait à l'origine du champ magnétique principal. Les planètes sans champ magnétique (Mars, Lune...) ne possèderaient pas de noyau liquide.

En résumé

Lithosphère océanique et lithosphère continentale

Il ne faut pas confondre lithosphère et croûte. La lithosphère, qui a été définie dans le contexte géodynamique de la tectonique des plaques, comprend la croûte et la partie rigide du manteau supérieur. Le Moho se trouve donc à l'intérieur de la lithosphère. Les lithosphères constituent donc ces plaques rigides mobiles à la surface de la Terre. Comme pour la croûte on distingue lithosphère océanique et lithosphère contientale dont les propriétés géométriques (épaisseur) mécaniques et géologiques diffèrent. L'étude de ces différences de nature et de comportement sortent du cadre de cet ouvrage.

Croûte océanique et croûte continentale

Cette différence entre croûte océanique et croûte continentale est fondamentale. Elle explique un certain nombre de différences dans leur comportement mécanique, la croûte océanique étant plus « rigide » que la croûte continentale, elle est aussi plus mince et plus dense. Ces différences sont dues à une histoire différente et à une géologie différente.

4.2.5 La tomographie télésismique

La tomographie sismique est une technique moderne qui permet d'imager l'intérieur de la Terre Plus précisément on cartographie des écarts de vitesses sismologiques par rapport à un modèle de référence. On détermine alors des zones anormalement lentes (par exemple plus chaudes) ou anormalement rapides (par exemple plus froides).

Notons que la résolution de l'image va dépendre de la qualité mais aussi de la quantité de données. Or, les données sont les rais issus de séismes. On ne peut contrôler ni le nombre de séismes, ni leur magnitude, ni leur localisation, si bien que la netteté de l'image des structures présentes en profondeur sera variable. Si peu de rais traversent les structures (on dira que celles-ci sont « mal » échantillonnées) l'image sera « floue ». Ce problème est théoriquement moins critique en géophysique appliquée, où pour imager des structures très superficielles on va utiliser des « séismes artificiels ».

Plusieurs types de tomographie ont été développés de manière à pouvoir imager soit uniquement la croûte avec une grande résolution, soit l'ensemble de la croûte et du manteau avec une résolution moindre. On distingue donc :

- La tomographie locale : dans cette méthode, les sources sont contenues dans la zone étudiée, la localisation de l'épicentre ainsi que le temps origine sont alors des paramètres à modéliser par la résolution itérative d'un problème non linéaire. Il s'agit donc de déterminer les variations de vitesse absolue ainsi que la position de la source. L'avantage de la tomographie locale est la bonne résolution spatiale liée

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

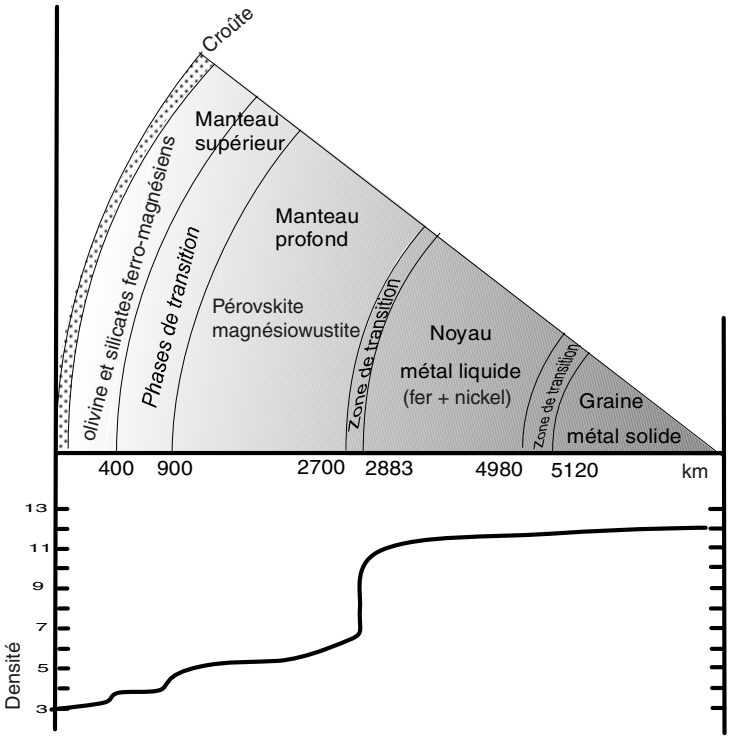


Figure 4.31 – La structure du globe déduite des données sismologiques.
Au-dessous de la coupe un graphe de la variation de la densité telle qu'on peut la calculer à partir des vitesses sismiques.

à une grande densité de stations. Cependant, la profondeur d'investigation reste limitée du fait de la faible extension du réseau sismologique (quelques dizaines de kilomètres).

- La tomographie globale, à l'inverse, utilise les réseaux sismologiques mondiaux pour des études à l'échelle des continents. Les temps d'arrivée des événements sismiques à des stations réparties sur l'ensemble du globe permettent d'imager les perturbations de vitesse jusqu'au manteau inférieur mais avec une plus faible résolution.

- La tomographie régionale est une approche intermédiaire qui consiste à utiliser les temps d'arrivée de téléséismes aux stations d'un réseau régional. Cette méthode permet d'obtenir des hétérogénéités de vitesse relatives localisées dans la croûte et le manteau supérieur. La résolution atteinte ici est supérieure à celle d'une tomographie globale (décakilométrique) et dépend de la distance entre les stations.

Les trois types de tomographie mentionnés ci-dessus utilisent les variations de temps de trajet des rais de la source au récepteur. D'autres types de données contenus dans les traces sismiques permettent également d'imager en profondeur. Par exemple, la tomographie en ondes de surface permet, entre autres, de détecter des variations de vitesse en domaine océanique et/ou d'anisotropie.

La figure 4.32 montre un exemple de résultat de tomographie.

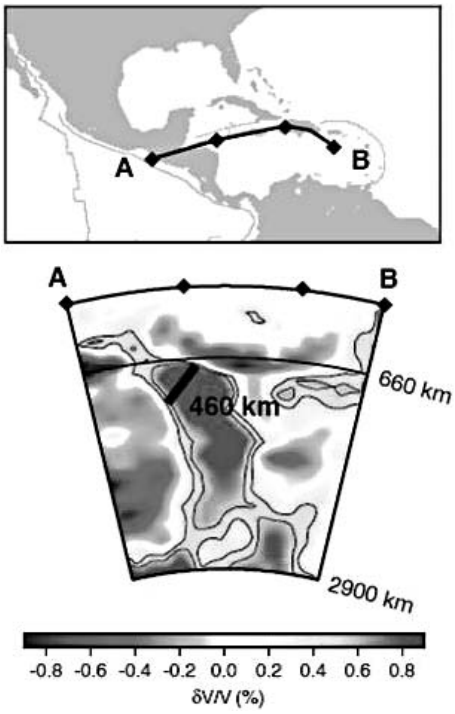


Figure 4.32 – Coupe tomographique du manteau terrestre obtenue par inversion des temps d'arrivées des ondes P.

Les écarts de vitesse par rapport au modèle de référence IASP91 sont représentés en couleur. Les anomalies positives de vitesse sont en bleu et correspondent aux régions plus froides. Les anomalies négatives de vitesse sont en rouge et correspondent aux régions plus chaudes. On observe la plaque Farallon froide qui plonge dans le manteau jusqu'à la limite manteau-noyau. On voit l'épaississement de la plaque plongeante en dessous de 660 km lorsque celle-ci plonge dans le manteau inférieur plus visqueux. (@ Stutzmann and Ren)

Dans la suite de ce paragraphe, nous allons présenter plus en détail la méthode en prenant l'exemple de la tomographie télésismique régionale.

La première méthode de tomographie a été proposée en 1974 par Aki, Christofferson et Husebye et a été appelée ACH d'après les noms de ses trois auteurs. Cette méthode utilise les différences de temps d'arrivée observés et théoriques et fut appliquée à des séismes lointains. L'utilisation de ces téléséismes permet la validation d'une hypothèse fondamentale en tomographie télésismique régionale, à savoir que les trajets, de l'hypocentre jusqu'aux stations, des différents rais provenant d'un même évènement, seront identiques sur une grande partie du parcours comme l'illustre la figure 4.33. Ainsi, les grandes hétérogénéités de vitesse situées en profondeur auront le même effet sur les temps d'arrivée des rais. De cette manière, les éventuelles différences de temps d'arrivée des rais aux stations ne seront générées

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

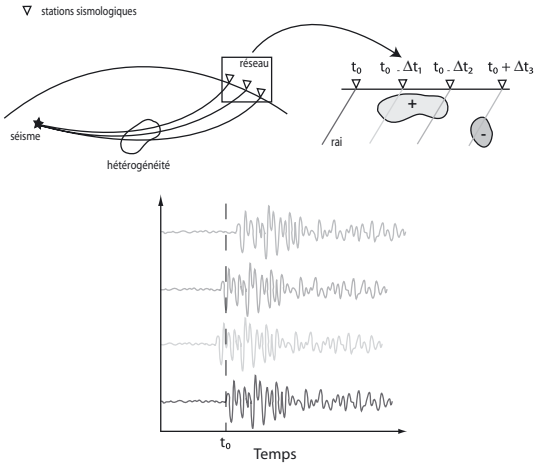


Figure 4.33 – Principe de la tomographie télésismique régionale.

Les rais sont affectés de la même manière par les hétérogénéités profondes, seules les anomalies de vitesse (positives ou négatives) affecteront les temps d'arrivées de ces rais aux stations sismologiques. Les rais ayant traversé des anomalies de vitesse lente (ici en haut) / rapide (les deux sismogrammes du milieu) arriveront plus tard/tôt que les rais n'ayant pas traversé d'anomalies de vitesse (en bas).

que par les « petites » hétérogénéités localisées dans la croûte et le manteau supérieur directement sous le réseau. Cette hypothèse est raisonnable dans la mesure où la dimension du réseau de stations est faible par rapport aux distances épicentrales des évènements utilisés.

Lors de sa propagation à l'intérieur de la Terre, un rai sismique est affecté par les différentes structures qu'il traverse et qui se traduisent par des variations de vitesse associées à des anomalies de température, à des différences de composition chimique et minéralogique. Ainsi, sur un enregistrement sismologique, tant la forme de l'onde que les amplitudes ou les temps d'arrivée des différentes phases contiennent des informations sur le parcours du rai, la source,...

Les rais étant affectés de la même manière par les grandes hétérogénéités mantelliques, les petites hétérogénéités vont retarder ou accélérer les rais selon qu'elles sont caractérisées par une vitesse lente ou rapide respectivement. Cela se traduira donc, à la station, par un retard ou une avance du rai par rapport au temps théorique calculé pour un modèle de référence homogène et sphérique tels les modèles IASP91 ou PREM, etc... Cette différence entre le temps d'arrivée théorique et le temps d'arrivée calculé est appelée *résidu de temps de trajet*. C'est une anomalie (*cf.* chapitre 1). C'est ce paramètre qui est inversé pour l'obtention du modèle tomographique.

Le temps de trajet théorique d'une onde sismique dans un milieu est fonction de la vitesse (v(s)) ou lenteur u(s) = 1/v(s) le long du rai (S) :

La tomographie n'a de sens que si l'on introduit une perturbation de vitesse dans le milieu étudié, cette perturbation le long du parcours du rai s'écrit sous la forme :

Faire de la tomographie consiste donc à inverser cette dernière équation, c'est-à-dire à déterminer les perturbations de lenteur $\delta u(s)$ à partir des résidus de temps de trajet ΔT.

Exercices

4.1 Combien faut-il de stations au minimum pour déterminer un épicentre :

a) par la méthode S-P ;

b) par la méthode de Bolt ? Même question pour le foyer ou hypocentre.

4.2 Comment pourrait-on déterminer la position d'un épicentre avec un sismogamme complet enregistré à une seule station ?

4.3 Comment se présenterait sur une section verticale de la sphère focale un mécanisme focal correspondant

a) à un chevauchement,

b) une faille superficielle en cisaillement,

c) une faille normale ?

4.4 Quel paramètre du foyer va nous permettre de calculer sur un sismogramme d'une station lointaine la différence de temps d'arrivée entre les phases PKIKP et pPKIKP ?

4.5 Quelles mesures prises immédiatement sur place auraient pu sauver la vie de quelques milliers de personnes, lors du tsunami engendré par le fort séisme du 26 décembre 2004 au nord de Sumatra ?

Corrigés

4.1 Il faut dans les deux cas 3 stations au minimum pour déterminer les 3 paramètres latitude, longitude de l'épicentre et heure origine du séisme. Il en faudra 4 au minimum pour l'hypocentre car il faut aussi déterminer la profondeur du foyer.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

4.2 On identifie les ondes P et S, la différence S-P donne la distance épicentrale ; les composantes N-S et E-O donnent l'azimut des vibrations des ondes S et la direction perpendiculaire est celle de l'épicentre par rapport à la station. L'épicentre est ainsi défini en coordonnées polaires par rapport à la station. Si l'on sait reconnaître la phase pP la différence pP-P donnera la profondeur du foyer (là aussi on lit sur le sismogramme 3 ou 4 paramètres indépendants, autant que d'inconnues).

4.3 Sur une section verticale de la sphère focale a) et b) deviennent des cisaillements, c) un chevauchement ou une faille normale.

4.4 Le paramètre dépendant de l'écart entre les phases pPKIKP et PKIKP est la profondeur du foyer. En effet, la phase pPKIKP est réfléchie en surface à son départ du foyer. Il existe des graphes donnant la variation de cet écart en fonction de la profondeur et de la distance épicentrale.

4.5 Deux réactions immédiates auraient pu limiter les pertes en vies humaines, mais pas les dégats matériels

1. Le mécanisme au foyer provoqua en premier en surface une onde liquide d'amplitude négative. Ce fut ce que les témoins observèrent sur la côte nord Sumatra et en Thaïlande, d'abord le retrait de la mer. Le bon réflexe (en usage dans les tribus côtières en Mélanésie où ces phénomènes sont fréquents) est alors de fuir le plus vite possible la plage vers l'intérieur des terres et gravir les pentes de tout relief topographique, car l'onde suivante d'amplitude positive suivra de quelques minutes le retrait de la mer avec une déferlante d'autant plus destructrice que l'amplitude de l'onde est grande.
2. les services sismologiques locaux doivent lancer aux offices internationaux globaux (USGS, ISC) une alerte au tsunami qui la répercute vers les pays menacés : ici, l'Inde, le Sri Lanka, les Maldives etc... On disposait de 2 heures à 3 heures après le séisme avant l'arrivée de la première déferlante sur les côtes du Sri Lanka et de l'Inde, de 4 heures pour les Maldives et de 6 heures pour la Somalie.

Cela aurait été fait si un système d'alerte aux tsunamis avait existé pour les pays entourant l'océan Indien comme c'est le cas pour les pays circum Pacifique. Le même problème se pose pour l'océan Atlantique et la Méditerranée... Une prévention plus efficace encore existe sur la côte est du Japon où de hautes digues protègent les baies fortement peuplées qui s'ouvrent vers la zone très sismique de la subduction de la fosse du Japon.

LA SISMIQUE RÉFLEXION ET LA SISMIQUE RÉFRACTION

5

OBJECTIFS

Acquérir les éléments de base de la prospection sismique. Comment repèrer les interfaces géologiques, surfaces de séparation de milieux de nature différente. La géométrie des interfaces, les vitesses de propagation et l'atténuation des ondes sismiques dans ces milieux sont les paramètres que les méthodes sismiques servent à déterminer. Nous verrons aussi que celles-ci n'échappent pas aux contraintes propres aux modèles géophysiques.

5.1 LA SISMIQUE RÉFLEXION

La sismique reflexion est une méthode de prospection géophysique dans laquelle une source émet des ondes élastiques qui pénètrent dans le sol, s'y propagent et se réfléchissent sur les interfaces séparant des milieux différents où les vitesses des ondes varient (par exemple, des couches géologiques). On recueille les signaux réfléchis de façon à établir la vitesse des ondes dans ces milieux et la géométrie des milieux traversés. La connaissance de la vitesse de propagation de l'onde sismique et le temps de parcours source-récepteur permettent de calculer la profondeur du miroir[1]. Pour interpréter les paramètres mesurés étudions d'abord sur des problèmes directs la géométrie des rais.

Cette technique de prospection géophysique représente le domaine où les investissements de la prospection (pétrolière essentiellement) sont les plus élevés (plus de 80 % des dépenses de prospection des compagnies pétrolières). Les techniques ont ainsi atteint un état de grande sophistication. Il n'est pas possible dans cet ouvrage d'entrer dans les détails qui relèvent d'ouvrages spécialisés. Nous nous bornerons à donner les grands principes de cette méthode.

5.1.1 La géométrie des rais

a) Cas d'un simple réflecteur horizontal

On prend le cas très simple d'un reflecteur horizontal à la profondeur h, sous un milieu homogène où la vitesse des ondes P est V. Une source en E émet des ondes qui sont enregistrées par un capteur situé en S à une distance x de E (fig. 5.1).

1. Plusieurs termes tels que interfaces, miroir, réflecteur, discontinuité peuvent être employés pour désigner la limite de séparation de deux couches géologiques lieu d'une discontinuité des vitesses sismiques et d'autres paramètres physiques.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

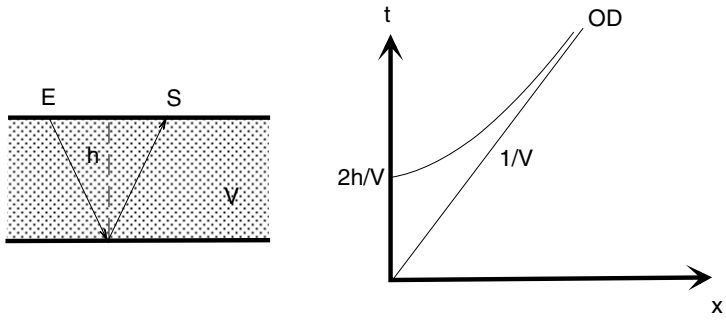


Figure 5.1– Sismique réflexion, cas d'un réflecteur horizontal.

Le premier schéma montre la géométrie très simple de la réflexion sur un miroir à la profondeur *h*. Le second est l'hodochrone de l'onde réfléchie branche d'hyperbole dont l'asymptote est la droite hodochrone de l'onde directe.

Le temps de propagation de l'onde est :

$$t = \frac{2}{V}\left[h^2 + \left(\frac{x}{2}\right)^2\right]^{1/2}$$

On peut aussi exprimer l'épaisseur h du milieu, si l'on se donne V et si l'on mesure t :

$$h = \frac{1}{2}[(Vt)^2 - x^2]^{1/2}$$

La première équation est celle de l'hodochrone (fig. 5.1) et l'on voit qu'il s'agit d'une branche d'hyperbole dont l'équation peut aussi s'écrire :

$$h = \frac{1}{2}[(Vt)^2 - x^2]^{1/2}$$

b) Cas de plusieurs capteurs

On définit la *correction dynamique* (*move out* en anglais) comme la différence entre les temps de propagation t_1 et t_2 des arrivées des rais réfléchis à deux distances x_1 et x_2 (*offset* ou *offset distance*, termes employés par les Anglo-saxons pour désigner la distance source-capteur, soit la distance ES sur la figure 5.1). D'après les équations précédentes on a :

$$t = \frac{2h}{V}\left\{1 + \left(\frac{x}{2h}\right)^2\right\}^{1/2}$$

$$t_0 = 2h/V \quad \text{et} \quad 2h = Vt_0$$

donc

$$t = t_0\left(1 + \left(\frac{x}{2h}\right)^2\right)^{1/2} = t_0\left(1 + \left(\frac{x}{Vt_0}\right)^2\right)^{1/2}$$

$$t = t_0\left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{x}{Vt_0}\right)^2 - \frac{1}{8}\left(\frac{x}{Vt_0}\right)^4 + \cdots\right\}$$

et pour $x/Vt_0 << 1$

$$t \approx t_0\left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{x}{Vt_0}\right)^2\right\}$$

Donc

$$t_2 - t_1 = \frac{x_2^2 - x_1^2}{2V^2 t_0}$$

où t_0 est le temps de propagation pour une réflexion au point de tir. On définit aussi le *move out normal*, le NMO qui est fonction de l'offset x, de la vitesse V et de h :

$$\Delta T = t_x - t_0 = \frac{x^2}{2V^2 t_0}$$

d'où l'on peut tirer $V = \dfrac{x}{(2t_0\Delta T)^{1/2}}$.

En pratique, on calcule automatiquement V en utilisant statistiquement plusieurs offset x et leur NMO.

c) Cas de plusieurs niveaux horizontaux

Lorsque l'on a plusieurs niveaux (fig. 5.2) on remplace V de l'équation précédente par la vitesse moyenne donnée par une approximation à l'aide de la méthode des moindres carrés jusqu'au niveau n :

$$V_{rms_n} = \left[\sum_{i=1}^{n} V_i^2 \tau_i / \sum_{i=1}^{n} \tau_i\right]^{1/2}$$

où V_i est la vitesse interne du niveau i et τ_i est le temps de propagation sur une seule traversée du niveau i

Ainsi, le temps total de propagation t_n du rai réfléchi sur le n-ième réflecteur à une profondeur h est donné par une équation semblable à celle du niveau unique :

$$t_n = (x^2 + 4h^2)^{1/2}/V_{rms_n}$$

et le NMO du n-ième réflecteur est donné par :

$$\Delta T_n = \frac{x^2}{2V_{rms_n}^2 t_0}$$

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

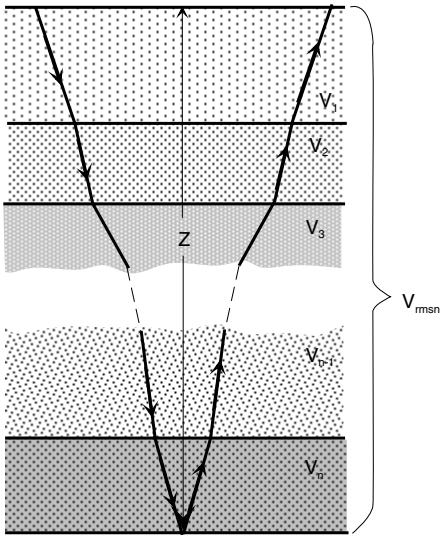


Figure 5.2 – Sismique réflexion, cas de plusieurs réflecteurs horizontaux.
Exemple des trajets des rais direct et réfléchi dans un milieu complexe multi-niveau.

À partir de ces valeurs des vitesses approximées aux moindres carrés pour chaque niveau on peut trouver les vitesses dans chaque niveau. Ainsi, si l'on a mesuré $V_{rms_{n-1}}$, t_{n-1} et V_{rms_n}, t_n, on en déduit la vitesse V_n du milieu compris entre les réflecteurs $n-1$ et n par la formule de Dix (1955) :

$$V_n = \left[\frac{V^2_{rms_n} t_n - V^2_{rms_{n-1}} t_{n-1}}{t_n - t_{n-1}} \right]^{1/2}$$

d) Cas des réflecteurs inclinés

Soit une source E et deux capteurs en A et B distants de E de x_a et x_b. Les rais émis de E se réfléchissent sur une interface inclinée de pendage α. La vitesse des ondes P dans le milieu supérieur est V. La distance de E au réflecteur (selon une perpendiculaire à ce réflecteur) vaut h, E' est l'image de E par rapport à l'interface (fig. 5.3).

On a

$$EA = Vt_a$$
$$E'B = Vt_b$$
$$EE' = 2h$$

Dans EE'A, il vient $(Vt_b)^2 = (2h)^2 + x_b^2 - 4hx_b \cos(90° + \alpha)$ et dans EE'B, $(Vt_a)^2 = (2h)^2 + x_a^2 - 4hx_a \cos(90° + \alpha)$.

Après transformation et en soustrayant, on obtient :

$$V^2(t_b^2 - t_a^2) = (x_b^2 - x_a^2) + 4h \sin\alpha(x_b - x_a)$$

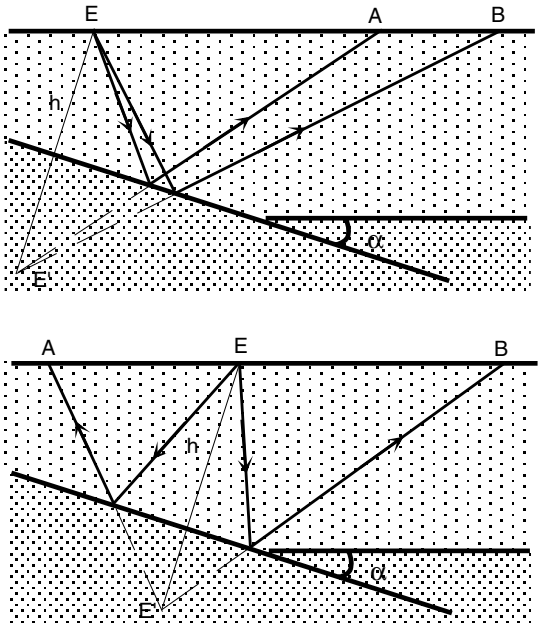


Figure 5.3 – Sismique réflexion, cas d'un réflecteur incliné.

Le premier schéma montre la géométrie de la réflexion sur un réflecteur incliné de la source à deux capteurs A et B. E' est l'image de *E* par rapport au réflecteur. Le second schéma illustre le montage symétrique où sont utilisés trois capteurs en *A*, en *B* et au point source *E*.

et

$$\sin\alpha = \frac{V^2(t_b^2 - t_a^2)}{4h(x_b - x_a)} - \frac{x_b + x_a}{4h}$$

on pose $t_b - t_a = \Delta T$ et $\dfrac{t_b - t_a}{2} = T_m$, ainsi :

$$\sin\alpha = \frac{V^2\Delta T \cdot T_m}{2h(x_b - x_a)} - \frac{x_b + x_a}{4h}.$$

si $x_a = 0,\ h = Vt_e/2$ et $\sin\alpha = \dfrac{V\Delta T \cdot T_m}{t_e x_b} - \dfrac{x_b}{2Vt_e}$ équation qui permet le calcul du pendage de réflecteur incliné.

On peut encore simplifier ce calcul en prenant $EA = EB = x$ et si on place un capteur au point de tir (fig. 5.3) :

$$V^2t_a^2 = (2h)^2 + x^2 + 4hx\sin\alpha \text{ et } V^2t_b^2 = (2h)^2 + x^2 - 4hx\sin\alpha$$

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

qui donnent par soustraction :

$$V^2(t_a^2 - t_b^2) = 8hx \sin\alpha$$

et par conséquent :

$$\sin\alpha = \frac{V^2(t_b + t_a)(t_a - t_b)}{8hx}$$

$$\sin\alpha = \frac{V^2 \Delta T \cdot T_m}{4hx}$$

et en tenant compte du capteur situé au point de tir

$$t_e V = 2h \text{ et } \sin\alpha = \frac{V\Delta T \cdot T_m}{2t_e x}$$

e) Énergie des ondes réfléchies, impédance acoustique, coefficient de réflexion

Lorsqu'un rai arrive à l'interface de 2 milieux, 1 et 2, une partie de l'énergie traverse l'interface et passe dans le milieu 2, c'est l'*énergie transmise*, l'autre partie est réfléchie dans 1.

Si A_0, A_1 et A_2 sont respectivement les amplitudes des ondes incidentes, réfléchie et transmise, on appelle *coefficient de réflexion* $R = A_1/A_0$, quant au *coefficient de transmission* il sera $T = A_2/A_0$.

Les proportions relatives d'énergie transmise et réfléchie sont déterminées par le contraste de l'*impédance acoustique* Z à travers l'interface. Cette impédance acoustique d'une roche est égale au produit de la vitesse de l'onde sismique (ici, l'onde de compression P) et de la masse volumique du milieu (*cf.* analogie avec l'impédance électrique d'un milieu) $Z = \rho V$ (fig. 5.4).

On peut exprimer les coefficients définis plus haut en fonction de ces paramètres :

$$R = A_1/A_2 = \frac{\rho_2 V_2 - \rho_1 V_1}{\rho_2 V_2 + \rho_1 V_1} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}$$

$$T = A_2/A_0 = \frac{2Z_1}{Z_2 + Z_1}$$

Le coefficient R est généralement compris entre 0,05 et 0,1. C'est dire que l'énergie réfléchie est une faible partie de l'énergie émise. Une exception (fort gênante par ailleurs) concerne en sismique marine l'interface eau-air à la surface de la mer. Le coefficient R est très fort, voisin de 1, et ce phénomène entraîne en surface une réflexion vers le bas des rais émergents.

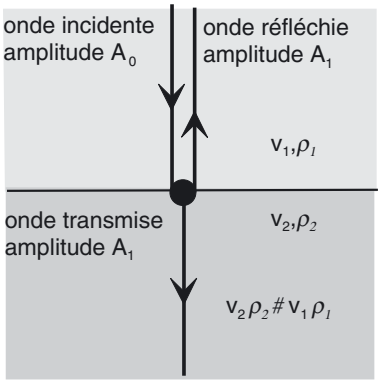


Figure 5.4 – Ondes réfléchie et transmise.
Le schéma donne les paramètres caractérisant les deux milieux, leur impédance acoustique, les amplitudes des ondes incidente, réfléchie et transmise.

f) Les multiples en sismique réflexion

Reprenons la situation précédente en considérant un milieu à deux couches, une source E et un capteur S (fig. 5.5).

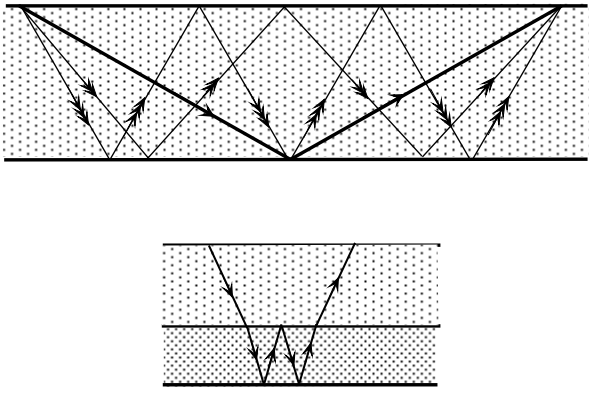


Figure 5.5 – Les multiples en sismique réflexion.
Les multiples primaires correspondent à des cheminements dans la première couche. En milieu océanique ces multiples sont très développés. Ici figurent le premier et le deuxième. Le second schéma illustre le trajet des rais d'un multiple interne. De nombreuses combinaisons sont possibles.

Pour simplifier on considère des interfaces horizontales. Sur la figure 5.5 on voit ce que l'on appelle un *multiple primaire* qui correspond à un double cheminement dans la première couche. Ce multiple est très fort lorsque cette première couche est la couche d'eau en sismique marine. En effet, le coefficient de reflexion sur l'interface eau-air est très voisin de 1, l'énergie arrivant en surface est renvoyée vers le bas sans perte d'énergie. On peut donc avoir un multiple double trajet, mais également, celui qui correspond à deux réflexions en surface présentant ainsi un trajet triple, etc.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

La deuxième catégorie de multiples représentés sur la figure 5.5 est désignée sous le nom de *multiple interne*. Dans un milieu stratifié à nombreuses couches on voit que le nombre de combinaisons est grand et que ces multipes qui arrivent après le premier rai réfléchi viennent brouiller l'enregistrement et peuvent masquer des réflexions plus faibles qui ont eu lieu sur des réflecteurs profonds. Un des objectifs des traitements des données sera de se débarasser de ces signaux perturbateurs (par la connaissance de leur géométrie ou par des montages tirs-récepteurs appropriés).

g) Les hyperboles de diffraction

Cet artefact est inhérent à la sismique réflexion. On le trouve aussi en bathymétrie, technique apparentée à la sismique réflexion dans la mesure où elle détermine l'épaisseur de la couche d'eau, c'est-à-dire la distance entre le réflecteur « surface » et le réflecteur « fond ». La figure 5.6 montre en quoi consiste l'*effet de pointe*.

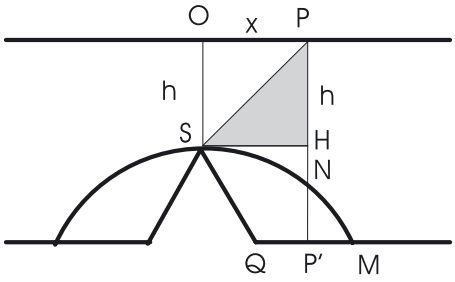


Figure 5.6 – Hyperbole de diffraction.
L'effet de pointe S se traduit par un artefact réfléchi sur S ayant la forme d'une branche d'hyperbole SM qui masque la topographie entre S et M.

Le sommet d'un relief étroit S est à la profondeur h. Lorsque la source s'est déplacée de O en P, le rai PS est encore plus court que le rai réfléchi sur le fond en P′ à la verticale de P, donc, le premier écho à revenir en P correspondra à S et non à P′. Pointons N sur cette verticale tel que PN = PS. Le premier écho en P sera donc semblable à celui que l'on aurait si le fond sous P était en N, et non en P'. Donc l'image de S décrit une courbe SN tant que PS < PP′. On peut calculer l'équation de cette courbe.

Soit H la projection de S sur PP′ posons HN = y. La distance horizontale OP = x. On a $x^2 + h^2 = \mathrm{PS}^2$ dans le triangle rectangle SPH, dans $PN^2 = PS^2 = x^2 + h^2 = (h + y)^2$.

On reconnaît dans cette équation une hyperbole dont la branche correspond à l'image de la pointe S lorsque x varie. Sur la figure 5.6 cette branche coupe le fond en M et l'on observe que tous les échos correspondant aux points situés sur SQM arrivent après l'onde réfléchie sur S. Cette zone est donc masquée par l'effet de pointe S, on dit que c'est la *zone d'ombre* de S. En bathymétrie si le fond sous-marin est accidenté de nombreux effets de pointe se produiront et l'on observera une succession de branches d'hyperboles dont les sommets seront les points hauts sources de diffraction.

Pour éviter cet artefact, il suffit de limiter la zone d'émission à un faisceau vertical étroit qui éclaire seulement une zone étroite à la verticale sous le point d'émission (voir fig. 5.6).

Malheureusement, cette technique très efficace en bathymétrie ne peut pas être étendue à la sismique réflexion où l'on observera clairement ces branches d'hyperboles chaque fois qu'un réflecteur accidenté sera atteint par les ondes sismiques. Il existe toutefois un traitement qui élimine ces hyperboles. C'est la *migration* que nous décrirons plus loin (voir aussi la figure 5.16).

h) Réverbération et pédalage

Lorsque l'on fait de la sismique marine par petit fond (profondeur inférieure à 30 m), le jeu des multiples dans la tranche d'eau provoque un phénomène de résonance que l'on appelle *réverbération* ou *pédalage* (en anglais *singing*). Le domaine liquide se comporte comme un tuyau d'orgue qui se met à vibrer de façon continue avec une fréquence qui dépend de la géométrie de la couche, notamment de son épaisseur. La fréquence de vibration est :

$$f = \frac{(2n-1)V_0}{4h}$$

où n désigne le rang de l'harmonique, ($n = 1$ pour le mode fondamental), h est l'épaisseur de la couche d'eau et V_0 la vitesse de propagation des ondes P dans l'eau[2].

i) Pénétration et résolution

La propriété des ondes sismiques de pénétrer plus ou moins profondément dans le sol dépend de la longueur d'onde du signal émis. Plus la longueur d'onde est grande et plus la pénétration est importante. Cette propriété est liée au *facteur d'atténuation* appelé facteur Q qui a pour effet d'amoindrir l'amplitude du signal d'une même quantité à chaque cycle. Ainsi, on comprendra qu'entre la surface et un point de profondeur h dans le sous-sol, une onde de courte longueur d'onde parcoura cette distance verticale en effectuant un nombre d'oscillations plus important qu'une autre onde de longueur d'onde plus grande. Quand les deux ondes atteindront le point h, la première sera par conséquent plus atténuée. On constate ainsi que la pénétration de l'onde incidente sera d'autant plus grande que sa longueur d'onde sera grande. Comme il en est de même pour l'onde réfléchie, à énergie d'émission égale, on « verra » des réflecteurs d'autant plus profonds que la fréquence de l'onde émise sera plus basse (donc de longueur d'onde plus grande).

En revanche, lorsque deux réflecteurs sont séparés d'une distance d, pour que les ondes réfléchies sur chacun d'eux soient séparées, donc distinctes à la réception, il

2. Avant de continuer le lecteur est encouragé à faire l'exercice 5.1.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

faut que la longueur d'onde soit inférieure à $2d$. Au-dessus de cette valeur on ne pourra plus séparer les deux reflections, et on ne verra qu'un seul réflecteur au lieu de deux. On aura perdu de la résolution dans la détection des réflecteurs.

Le choix de la source, et donc de la fréquence du signal émis, doit être fait en fonction de la nature de l'objectif (superficiel, par exemple, pour l'étude du site d'un tunnel, ou profond pour les études du Moho). On ne peut avoir une grande pénétration qu'au détriment de la résolution. Une bonne résolution ne pourra s'accompagner d'une grande pénétration.

On verra comment on peut tendre vers des solutions qui satisfont aux deux conditions en jouant sur le spectre des sources et sur le traitement des signaux réfléchis.

5.1.2 La sismique réflexion à terre et en mer

a) Les dispositifs géométriques

Un dispositif de prospection sismique réflexion comprend une source, des récepteurs et un ensemble destiné à amplifier les signaux, à les traiter et les enregistrer.

La géométrie des dispositifs dépend du problème à traiter. On distingue généralement la *sismique verticale* de la *sismique grand angle* suivant la distance horizontale source capteurs (en mer la première est la plus courante, la source et la flûte de réception sont sur le même bateau, la seconde nécessite l'emploi de deux navires ou de récepteurs très éloignés du bateau, elle permet une meilleure mesure des vitesses de propagation dans les couches). Pour la sismique verticale, cette distance est constante. Pour la sismique grand angle, elle est plus grande et elle peut varier.

b) La chaîne sismique

Elle comprend trois parties, la source sismique, les capteurs, le laboratoire d'enregistrement sur le terrain avec ses pré-traitements (généralement il s'agit d'un laboratoire d'enregistrement numérique) puis le laboratoire des traitements ultérieurs où des méthodes sophistiquées permettent de tirer le meilleur profit des données recueillies sur le terrain. Avec les progrès des techniques électroniques et informatiques on réalise désormais sur le terrain un traitement de plus en plus complet, pour fournir au prospecteur un maximum d'informations utiles lui permettant de modifier en fonction des observations les profils et dispositifs mis en œuvre.

- *Les sources*

Il faut distinguer les sources utilisées à terre de celles que l'on fait fonctionner en mer. L'explosif est encore utilisé sous forme de charges de dynamite de 100 grammes à

quelques kilogrammes dans des forages à quelques mètres de profondeur. Il présente l'avantage de fournir un signal large bande. Ses inconvenients sont liés aux problèmes de sécurité.

On utilise à terre des sources par *vibrateur*. Le signal émis est de longue durée, environ 10 secondes. Il est produit sur des camions vibrateurs possédant une plaque pulsante fortement couplée avec le sol (par le poids du camion reposant sur elle) les pulsations sont induites par un servo verin et l'émission se fait à fréquences progressives de 10 à 70 hertz. Plusieurs camions, émettant en phase, peuvent être associés (fig. 5.7).

Cette opération doit être suivie d'un traitement supplémentaire consistant à compresser les signaux longs pour obtenir des impulsions de quelques dizaines de millisecondes au lieu de 10 secondes, permettant une bonne séparation des signaux sismiques. Une source d'une telle complexité a bien évidemment été conçue pour répondre au mieux aux problèmes posés par l'incompatibilité bonne pénétration-bonne résolution. Grâce aux vibrateurs, les prospecteurs pétroliers peuvent obtenir une bonne résolution sur des structures relativement profondes présentant un intérêt pétrolier.

La panoplie des sources de la sismique marine est plus étendue. On peut utiliser des explosifs, des appareils à décharge électrique (*étinceleurs*) et toute une gamme de canons : *canons à air*, *canons à eau*, *canons à vapeur*.

Le canon à air chasse une bulle qui se met à pulser jusqu'à la surface. Le canon à eau chasse de l'eau avec suffisamment d'énergie pour créer un effet de cavitation équivalent à une implosion (fig. 5.8).

- *Les capteurs*

Ils transforment l'énergie sismique en voltage électrique. À terre on utilise des *géophones*, en mer des *hydrophones*. Les premiers sont des capteurs électromagnétiques à bobine mobile, la bobine se déplaçant par inertie (voir le sismographe vertical) dans l'entrefer d'un aimant solidaire du bâti. Le mouvement relatif produit par les vibrations du sol induit un courant dans la bobine. La tension électrique est proportionnelle à la vitesse du mouvement relatif ; les géophones utilisés en sismique réflexion fonctionnent avec un maximum d'amplification dans une bande de fréquence comprise entre 20 et 300 hertz.

Les hydrophones transforment les variations de pression dans l'eau en une tension électrique. Le principe est basé sur la reponse piézo-électrique d'une céramique.

On dispose généralement plusieurs hydrophones dans un manchon de 5 à 8 centimètres de diamètre rempli d'huile. Ce manchon actif constitue une trace sismique. Plusieurs traces sont ainsi mises bout à bout pour constituer un long tuyau appelé *flûte sismique* (fig. 5.9).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

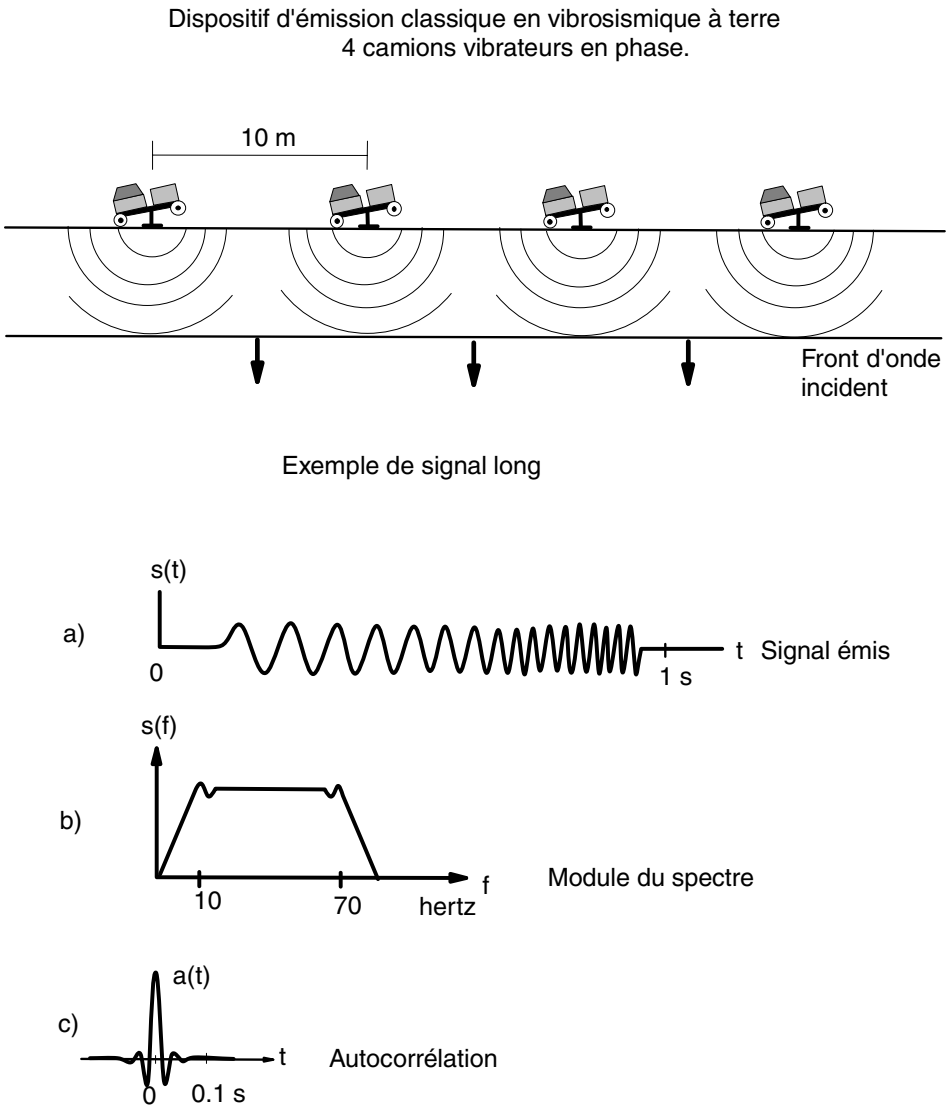


Figure 5.7 – La vibrosismique.

Dans cette technique la source est constituée par quatre camions vibrateurs en batterie qui émettent en phase un signal dont le spectre varie de 10 à 70 hertz pendant un temps de 10 secondes (d'après Lavergne, *Méthodes sismiques*, Technip 1986).

Les éléments actifs sont séparés les uns des autres par des éléments neutres de longueur identique. Un tel dispositif permet de réaliser la couverture multiple présentée ci-dessus. Un modèle courant de flûte est formé de 96 traces espacées de 25 mètres

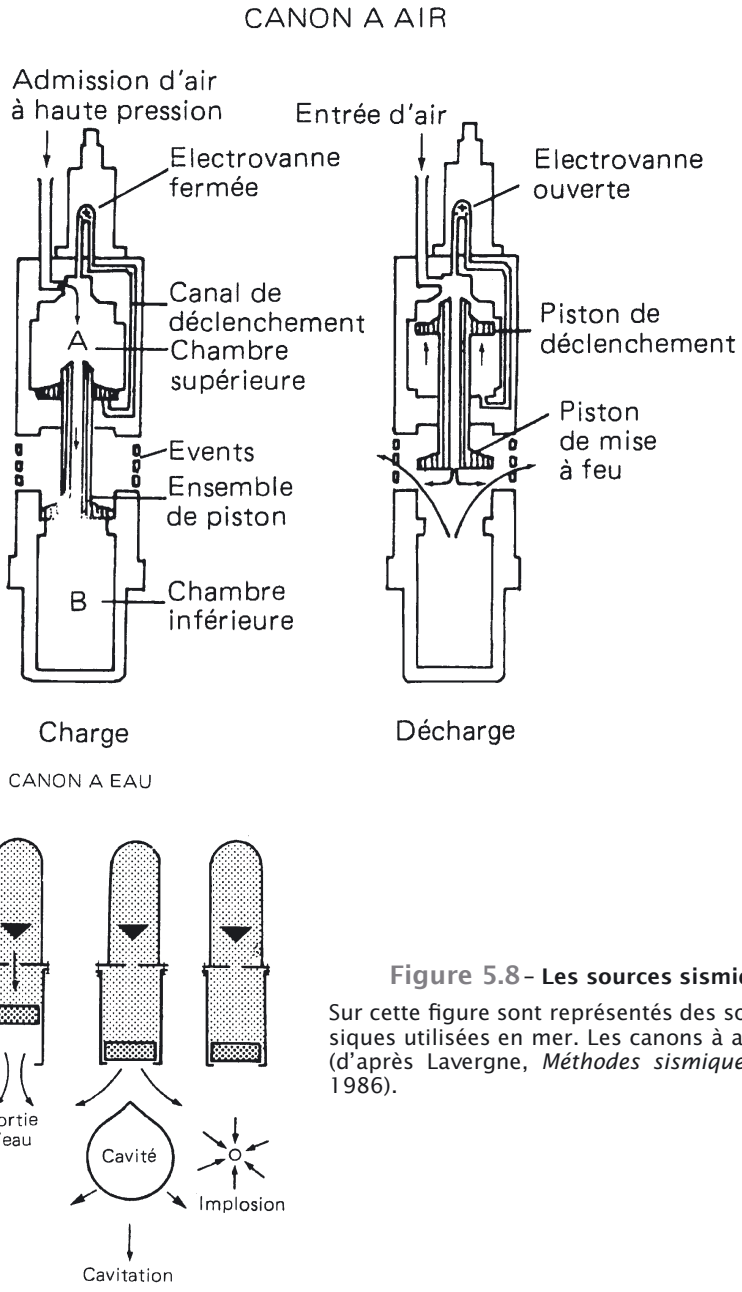


Figure 5.8 – Les sources sismiques.

Sur cette figure sont représentés des sources classiques utilisées en mer. Les canons à air, et à eau (d'après Lavergne, *Méthodes sismiques*, Technip 1986).

formant un ensemble long de 2 400 mètres. La position de la flûte dans l'eau est un souci constant lors d'une campagne en mer. Il faut la maintenir la plus horizontale possible à une profondeur constante de 20 à 25 mètres. Or elle a tendance à remonter

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

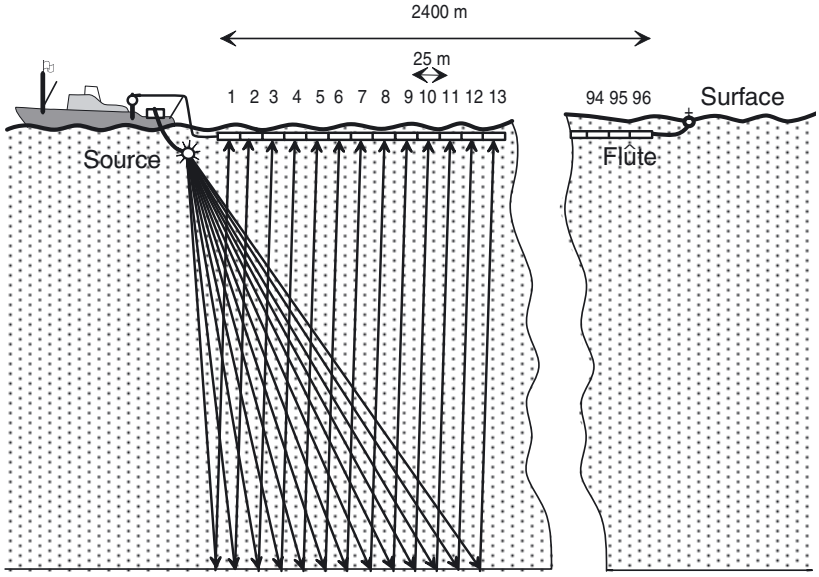


Figure 5.9 – La flûte en sismique marine.

Il s'agit d'une sorte de tuyau contenant des éléments actifs contenant les hydrophones et des éléments neutres, ou bien une suite d'éléments actifs comme celle qui est représentée ici, comprenant 96 éléments de 25 mètres (d'après Lavergne, 1986).

en surface lorsque la vitesse par rapport à l'eau croît et à plonger dans le cas contraire. Le long de la flûte sont répartis des capteurs de pression qui permettent de suivre sa position. Le réglage de la flûte, en début de campagne, est une opération laborieuse qui peut nécessiter plusieurs jours d'essais, la densité de l'eau de mer variant d'une mer à une autre et la vitesse du bateau étant tributaire de la cadence des tirs (couverture multiple) et du niveau de bruit dû au frottement de la flûte avec l'eau ainsi que de l'état de la mer et du comportement du navire. On voit, qu'en raison de toutes ces contraintes, un positionnement permanent est nécessaire, ce qui est maintenant le cas grâce au GPS (*cf.* chapitres 2 et 3).

- *Le laboratoire d'enregistrement*

Les données sont enregistrés sous forme numérique. Le pas choisi définit l'échantillonnage du signal enregistré par les capteurs (fig. 5.10). La fréquence d'échantillonnage f_e doit être au moins 2 fois plus grande que la plus haute fréquence du signal à conserver.

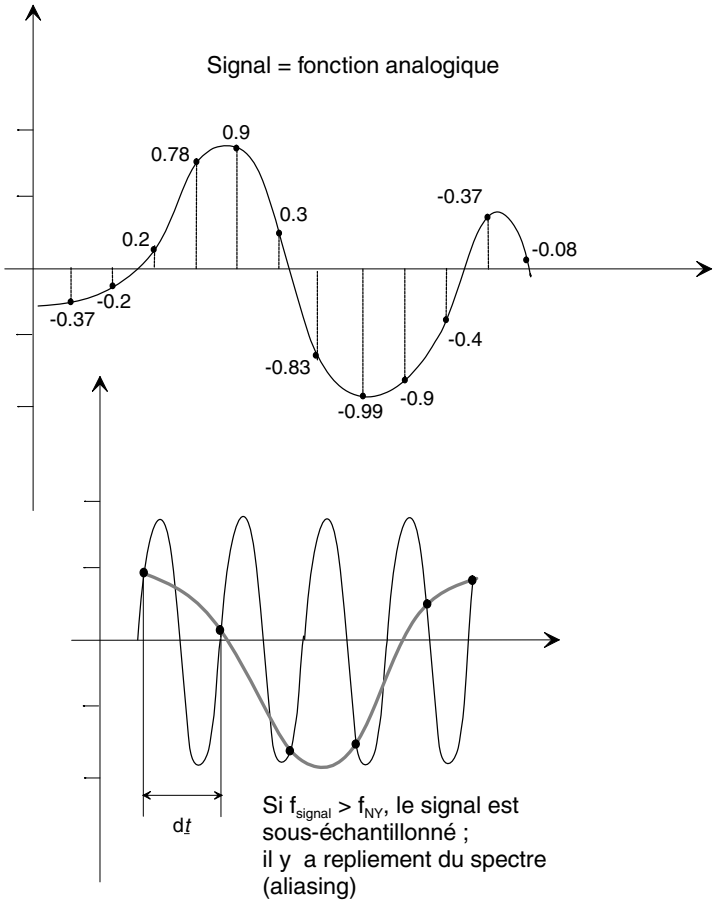


Figure 5.10 – L'échantillonnage.

Opération essentielle dans l'acquisition numérique des données de sismique. le choix du pas d'échantillonnage doit être fait de telle sorte que la fréquence d'échantillonnage soit au moins deux fois plus grande que la plus haute fréquence du signal à conserver (Françoise Sage, laboratoire de Villefranche-sur-mer).

Cette fréquence la plus haute du signal est ce qu'on appelle la fréquence de Nyquist : $f_{Ny} = 1/2f_e$. Dans le cas de données bruitées, on peut même aller jusqu'à $f_{Ny} = 1/4f_e$.

Si la fréquence du signal est supérieure à la fréquence de Nyquist le signal est sous-échantillonné (fig. 5.10), il y a *repliement du spectre* (*aliasing*).

Dans le cas d'une sismique profonde classique, on prend généralement un pas d'échantillonnage de 4 ms et dans la cas d'une sismique haute résolution ce pas est de 1 à 2 ms.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Ainsi un laboratoire d'enregistrement numérique se compose :

- de préamplificateurs et filtres analogiques,
- d'un multiplexeur,
- d'un amplificateur à cadrage de gain,
- d'un convertisseur analogique numérique,
- d'un formateur,
- d'un support d'enregistrement,
- d'un système de rejeu.

Sans entrer dans des détails techniques, notons que les préamplificateurs et filtres analogiques permettent d'accorder la bande passante enregistrée aux fréquences du signal sismique et d'éliminer les bruits. Le multiplexeur commute un à un les canaux sismiques et chaque canal est ainsi échantillonné au pas d'échantillonnage (par exemple 4 ms). L'amplificateur de cadrage de gain maintient à un niveau approprié l'information transmise au convertisseur analogique-numérique. Le formateur est un ensemble de circuits logiques permettant d'effectuer la mise au format de l'information numérisée avant l'enregistrement sur le support magnétique. Le rejeu permet de contrôler la bonne qualité des enregistrements obtenus.

- *Les filtrages*

Ils sont utilisés en plusieurs points de la chaîne d'enregistrement puis lors du traitement. Il existe 3 types principaux de filtrages :

Les filtrages dans le domaine spectral. Si $K(f) = p_k(f)e^{i\varphi_k(f)}$ est le spectre de la trace origine, p_k l'amplitude, $\varphi_k(f)$ la phase, ce spectre sera transformé en un nouveau spectre $G(f)$ qui est celui de la trace filtrée. L'opération s'écrit :

$$G(f) = K(f) \cdot T(f)$$

où $T(f)$ est la fonction de transfert caractéristique du filtre.

Les filtrages dans le domaine temporel. La trace origine est donnée ici en fonction du temps : $K(t)$

Un tel filtre est caractérisé par sa réponse à une impulsion unité appelée *réponse impulsionnelle* $R(\tau)$ ou opérateur de filtrage.

Le passage de la totalité des impulsions de la trace fournit une suite de réponses impulsionnelles qui se *chevauchent* dans le temps. La trace filtrée est :

$$G(t) = \int_0^t K(t-\tau)R(\tau)\mathrm{d}\tau$$

où l'on reconnaît $G(t) = K(t) * R(t)$ le *produit de convolution* de la trace origine par l'opérateur de filtrage.

Les filtrages dans le domaine spatial, ou en nombre d'onde. On réalise un tel filtrage en réglant la position de la flûte en sismique marine de façon que les rais réfléchis qui atteignent les capteurs par deux trajets direct et réfléchis en surface (voir la figure 5.11) aient parcouru des distances dont la différence d est telle qu'ils soient en opposition de phase :

$$d = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}$$

où λ est la longueur d'onde du bruit que l'on veut éliminer.

c) La couverture multiple

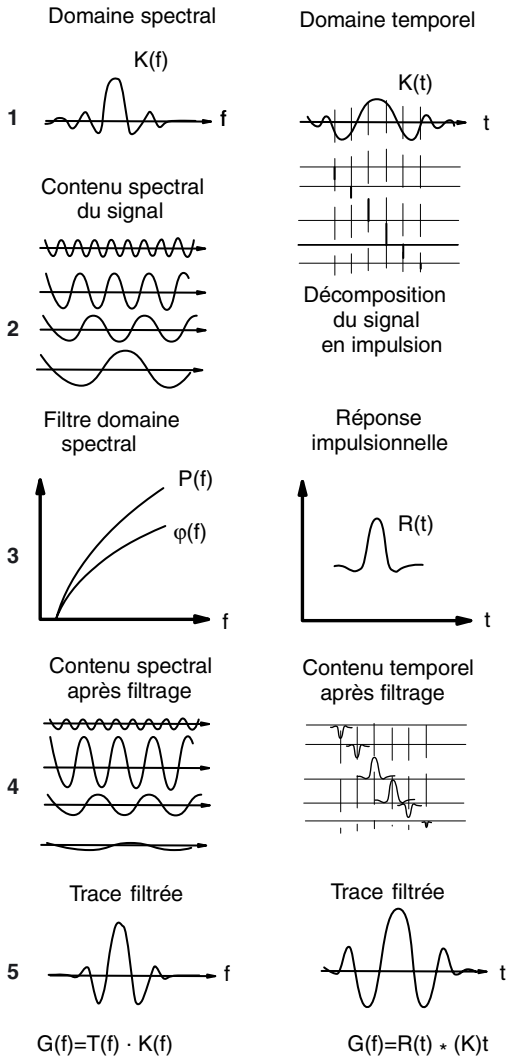
Cette technique s'applique aussi bien à terre qu'en mer. Donnons-en un schéma simple, tel qu'on le réalise en mer. Elle a pour but d'atténuer les multiples ainsi que le bruit de fond et de renforcer les arrivées réfléchies.

Considérons le dispositif le plus simple. La flûte enregistreuse comprend six éléments actifs distants les uns des autres d'un pas constant, 100 mètres par exemple. Pour le tir I supposons que l'onde émise se réfléchit au point P, pour être enregistrée sur l'élément de flûte n° 1. Pour le tir II on s'est déplacé d'un pas. L'onde qui se réfléchit en P est captée par l'élément n° 3. Pour ce même tir on reçoit sur l'élément n° 2 l'onde qui s'est réfléchie en P'. Pour le tir III on s'est déplacé d'un pas. L'onde réfléchie en P est captée par l'élément 5. Quant à l'onde réfléchie en P′, elle est captée sur l'élément n° 4 (fig. 5.12).

Ainsi, pour trois tirs successifs (I, II et III) les traces 1, 3 et 5 enregistrent une réflexion sur le point P appelé PCR *point commun de réflexion*. Pour les trois tirs II, III et IV les traces 2, 4 et 6 enregistrent une réflexion sur le point P' qui est aussi un point commun de reflexion, et ainsi de suite.

La technique de couverture multiple consistera à sommer les traces 1, 3, 5 et 2, 4, 6 pour trois tirs successifs I, II, III et II, III, IV. Il faudra, bien sûr, décaler les temps d'arrivée d'un intervalle de temps convenant à des trajets différents des rais pour le même PCR sur les trois capteurs considérés. Cette correction nécessite que l'on connaissent la géométrie et la loi de vitesse dans le milieu traversé. C'est une des difficultés de la couverture multiple, mais elle présente l'avantage de renforcer le signal réfléchi sur le PCR par sommation du nombre moitié des traces de la flûte. Par ailleurs, il y a atténuation de bruits pour lesquels les rais n'ont pas la même géométrie. En particulier les multiples pour lesquels la géométrie est très différente (voir plus haut). Il y a donc grâce à cette technique filtrage des multiples.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.



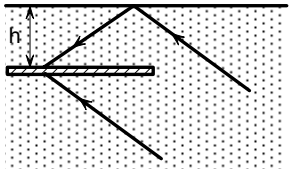


Figure 5.11 – Les filtrages.

Dans le domaine spectral, le contenu spectral du signal (schémas 1 et 2) reçu et transmis dans la trace est amplifié différemment suivant la fréquence (schémas 3 et 4) pour être ensuite sommé dans le signal filtré (schéma 5). Dans le domaine temporel chaque impulsion élémentaire (schéma 2) donne une réponse impulsionnelle proportionnelle à son amplitude (schémas 3 et 4) pour se recomposer dans le signal filtré (schéma 5). Dans le domaine spatial ce filtrage appelé aussi filtrage en nombre d'ondes dépend de la géométrie de l'ensemble des capteurs. On règle la profondeur de la flûte de façon que le rai direct et son réfléchi en surface arrivent sur le capteur en opposition de phase pour des fréquences correspondant au bruit à éliminer.

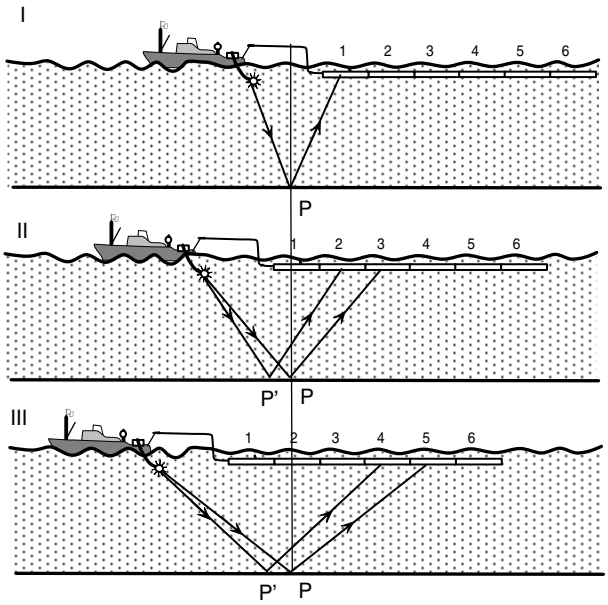


Figure 5.12 – La couverture multiple.

On a choisi un exemple de sismique marine. Entre chaque tir le bateau se déplace d'une distance égale à la longueur d'un élément de flûte. Le point P est le point commun de réflexion. L'addition des signaux enregistrés pour les trois tirs successifs sur les traces 1, 3, 5 améliore le rapport signal sur bruit dans la réflexion sur le point P.

d) Le traitement

L'évolution des techniques est en continuel progrès et dans chacune des étapes que nous allons examiner la complexité des traitements s'accroît sans cesse. Ceci dans un objectif constant qui est toujours l'amélioration du rapport signal sur bruit.

Tout ce qui ne correspond pas au signal sismique et à ses reflexions sur différents miroirs peut être considéré comme du bruit.

Quels sont ces bruits perturbateurs dont on cherche à se débarasser ? On distingue les bruits naturels et industriels des bruits provoqués. Les premiers apparaissent sur les enregistrements même en l'absence de tirs. Ils sont soit désorganisés (vent, microséismes) soit organisés comme l'induction à 50 hertz. Les bruits provoqués sont engendrés par la source sismique, ce sont, par exemple, les diffractions engendrées par des discontinuités du sous-sol donnant lieu au phénomène des hyperboles que nous avons décrit plus haut. De même les arrivées réfractées peuvent être considérées comme du bruit en sismique réflexion, ainsi que l'onde sonore qui s'est propagées dans l'air. En sismique réflexion en mer, on distingue les bruits incohérents des bruits cohérents (organisés). Les bruits cohérents et les ondes de surface qui se

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

propagent directement de la source aux détecteurs sont éliminés, car on connaît leur temps de propagation et leur structure, quant aux bruits incohérents ils sont atténués dans le rapport $\sqrt{n}$, n étant le degré de couverture multiple.

Parmi les opérations que nous avons décrites plusieurs peuvent être considérées comme faisant partie du traitement, les filtrages en particulier. Mais d'autres peuvent se faire après que la campagne sismique ait été achevée. C'est en particulier tout ce qui touche à la sommation de traces de la couverture multiple pour les différents tirs et que l'on inclut dans les opérations de traitement proprement dit. Examinons ces opérations successives :

- *Les corrections statiques et les corrections dynamiques*

Les premières consistent à corriger les anomalies de temps de parcours dues aux différences d'altitude des géophones ainsi que des variations des vitesses superficielles. On ramène donc les temps à ce qu'ils seraient si les sources et les géophones étaient situés dans le même plan appelé *plan de référence* (*datum plane*). Pour établir ces corrections on fait des tirs à la base de la zone altérée (partie supérieure où les roches sont transformées en sol) à 10 ou 15 mètres de profondeur, les géophones étant en surface, on mesure ainsi les temps exacts de parcours dans cette zone hétérogène.

Les corrections dynamiques correspondent aux trajets différents des rais réfléchis sur le même PCR dans un dispositif de couverture multiple. Avant la sommation des traces il convient de corriger les temps de parcours de ces écarts de temps. Cette correction nécessite la connaissance des lois de vitesse dans les couches parcourues par les rais. Nous retrouvons là les formulations données pour le calcul du NMO exposé plus haut. Un des avantages de cette correction est de renforcer seulement le signal utile (écho sur le PCR) et également de négliger les multiples pour lesquels l'opération précédente n'apporte aucun renforcement car les trajets des rais sont pratiquement le double. La figure 5.13 montre ce double effet de renforcement et de filtrage suivant que l'on ait affaire au rai réfléchi sur le PCR ou aux multiples.

- *Mixage et composition*

Ces traitements ont pour objectif de réduire l'amplitude des bruits incohérents. Dans une opération de mixage on ajoute à l'énergie d'une trace donnée 25 à 50 % de celle de la trace qui la précède ou de la trace qui la suit, voire les deux. Cette opération entraîne une certaine distorsion du signal.

Dans la composition on additionne l'énergie de deux ou plusieurs traces après avoir corrigé les trajectoires des rais pour les rendre égales en temps et éviter ainsi un déphasage.

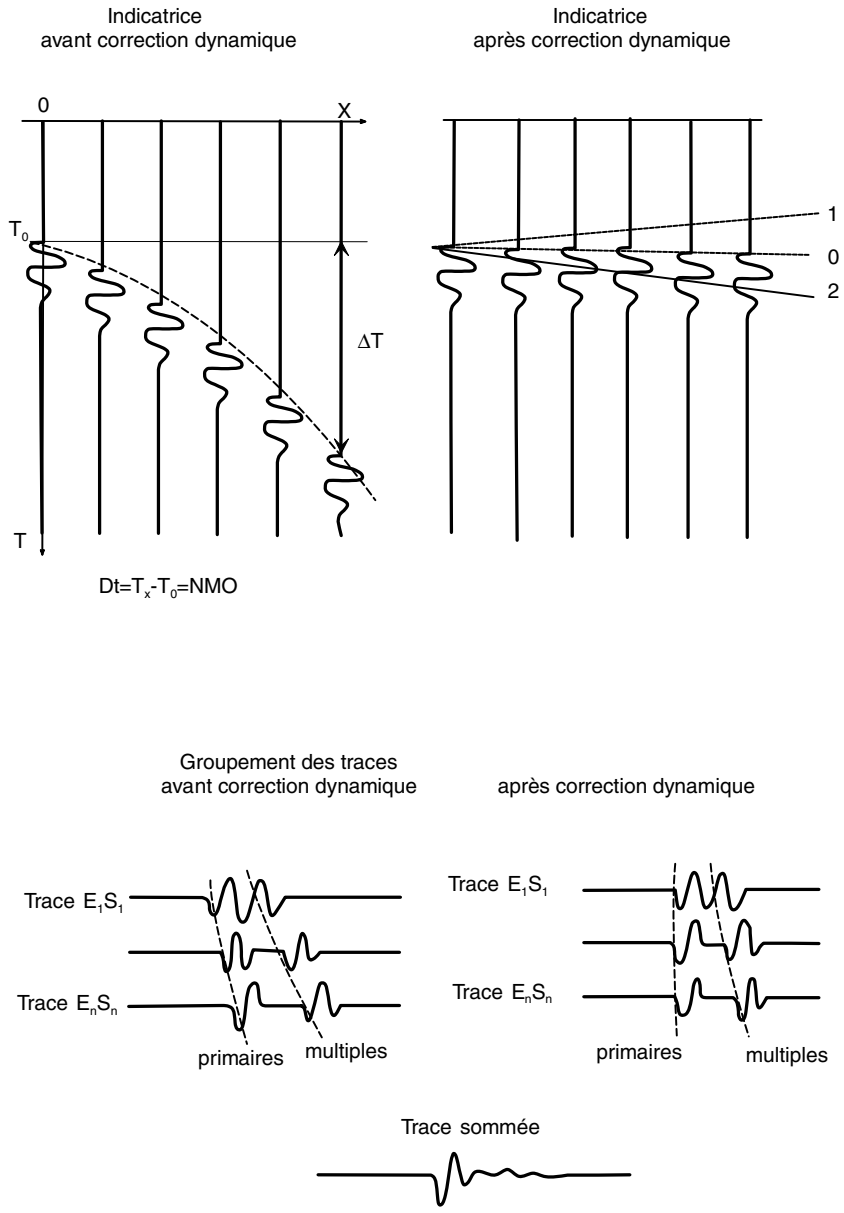


Figure 5.13 – Les corrections dynamiques.

On voit l'indicatrice avant et après correction dynamique (NMO). Le second schéma montre l'effet de ces corrections sur les réflexions primaires et sur les réflexions multiples. Sur la trace sommée on voit que cette procédure de couverture multiple après corrections dynamiques a produit un filtrage des multiples.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

L'élimination des bruits systématiques et cohérents concerne trois domaines principaux :

- L'*élimination du pédalage* se fait par l'application d'un filtre inverse de celui qui provoque le phénomène. Ce filtre est défini dans le domaine temporel (réponse impulsionnelle, *cf.* plus haut).
- L'*élimination des multiples*. Comme on l'a vu ci-dessus on l'obtient grâce à la couverture multiple.
- La *déconvolution avant sommation*. Elle a pour but de contracter l'impulsion émise par la source pour la ramener à un impulsion brève. Il faut calculer la réponse impulsionnelle du filtre permettant de transformer le signal émis en un tel signal (la méthode est exposée plus haut au sujet du filtrage dans le domaine temporel).
- La *déconvolution après sommation*. Elle a pour but d'éliminer les réflexions multiples insuffisamment atténuées par la sommation en couverture multiple, ou la réverberation (pédalage).

- *La migration*

L'objectif de la migration est de replacer les réflexions inclinées en bonne position par rapport au point milieu de la section. La figure 5.14 montre comment deux miroirs AB et CD sont restitués sur une coupe de sismique réflexion en A′B′ et C′D′. La migration sera l'opération qui à partir de la coupe enregistrée permettra de restituer les vrais positions des miroirs (Lavergne 1986).

On utilise la méthode de sommation le long des hyperboles de diffraction dans laquelle on observe que CD est formé d'une infinité de points diffractant M ; les arrivées M′ correspondant au point de diffraction M sont situées sur la branche d'hyperbole dont le sommet est M et tangente au miroir réfléchi C′D′ en M′ (voir plus haut les hyperboles de diffraction). On voit ainsi que point par point on construit toutes les branches d'hyperboles tangentes à C′D′ dont les sommets décrivent CD. L'opération est réalisée automatiquement sur les sections compte tenu d'une loi de vitesse donnant la forme des branches d'hyperboles.

La figure 5.15 résume une succession possible de traitements des données de sismique marine.

La figure 5.16 montre par exemple l'effet d'un traitement (migration) sur un profil.

5.1.3 Les diverses méthodes de sismique réflexion

On distingue la sismique monotrace dite sismique verticale de la sismique grand angle (qui permet d'avoir une couverture multiple).

La première sert généralement à reconnaître une région pour avoir une première idée sur les structures géologiques de la zone étudiée.

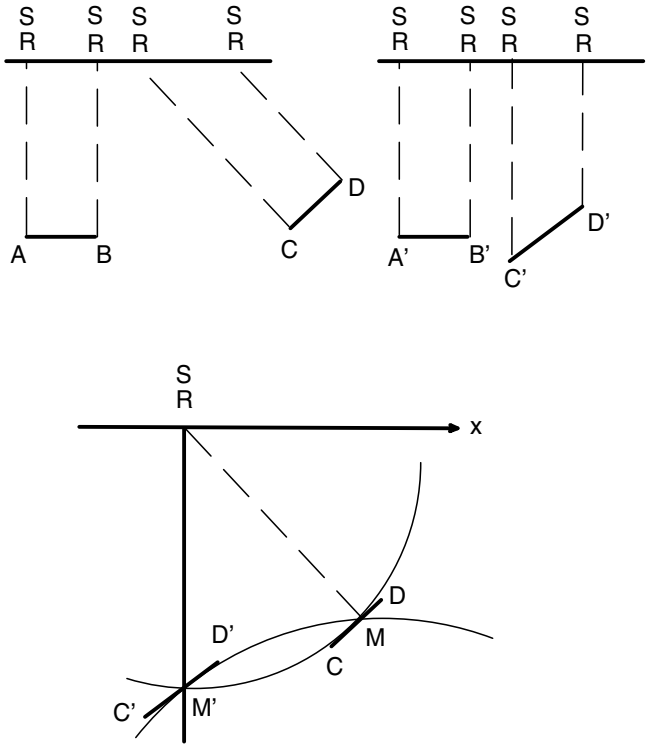


Figure 5.14 – La migration.

Le premier schéma montre sur la section profondeur deux miroirs dont l'un est incliné et ce que l'on observe sur la section temps. Le second schéma de principe porte sur la méthode de migration par sommation le long des hyperboles de diffraction (voir sur la figure 5.16 l'effet de ce traitement sur un profil réel) (d'après Lavergne 1986).

La deuxième s'accompagne d'une série de traitements qui permettent une bonne résolution dans les donnéees et une bonne pénétration (couverture multiple). Ces traitements impliquent une analyse des vitesses et apportent ainsi d'autres paramètres utiles au prospecteur. En mer, on la réalise avec des flûtes multitraces (le dispositif avec 96 traces est actuellement très utilisé). Mais on peut faire aussi de la sismique grand angle avec deux bateaux suivant des dispositifs emission-réception figurés sur la figure 5.17 : montage CDP (*Commun Depth Point*) ou ESP (*Expanded Spread Profiling*).

Il existe d'autres méthodes de prospection sismique. Citons pour mémoire la *sismique par transmission* (utilisée en prospection minière pour étudier les propriétés acoustiques des terrains situés entre deux galeries de mine ou entre deux puits) et les *profils sismiques verticaux* (PSV) permettant de faire une *tomographie* (imagerie du milieu suivant le paramètre vitesse) des terrains autour d'un puits à partir d'une

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

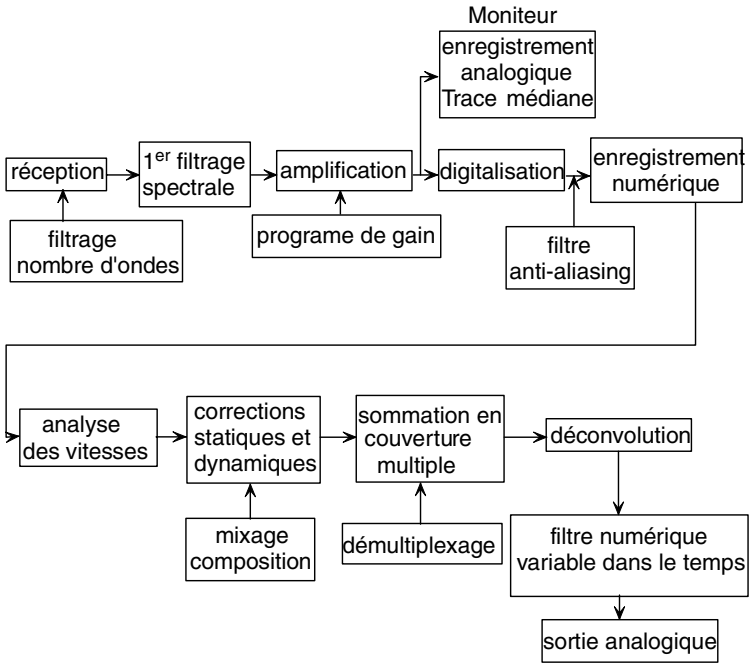


Figure 5.15 – Une chaîne de traitement.

Ce diagramme montre les différentes étapes dans l'acquisition et le traitement des données de sismique réflexion. Il est clair que ce schéma n'est pas exhaustif. La chaîne est généralement adaptée au type de problèmes que l'on rencontre.

source en surface à proximité du forage et des capteurs à différentes profondeurs dans le puits (fig. 5.18).

5.1.4 La sismique 3D

Dans la sismique décrite plus haut à deux dimensions connue sous le nom de sismique multitrace (couverture multiple PCR, couverture PCR à deux bateaux où ESP, réflexion grand angle) les PCR sont supposés se trouver dans la section verticale dont la trace en surface est le profil. Dans la sismique 3D les points communs de réflexion, PCR, sont situés sur la surface de chaque réflecteur profond et chaque PCR suppose une distribution en surface plutôt qu'une distribution linéaire, aussi bien pour les points de tirs que pour la localisation des détecteurs (fig. 5.19). Une méthode double source (*dual source array*) dans laquelle deux sources tirent alternativement permet de voir des échos latéraux sur une seule flûte. On peut lui appliquer la méthode de la couverture multiple avec une géométrie un peu plus complexe et l'on obtient deux

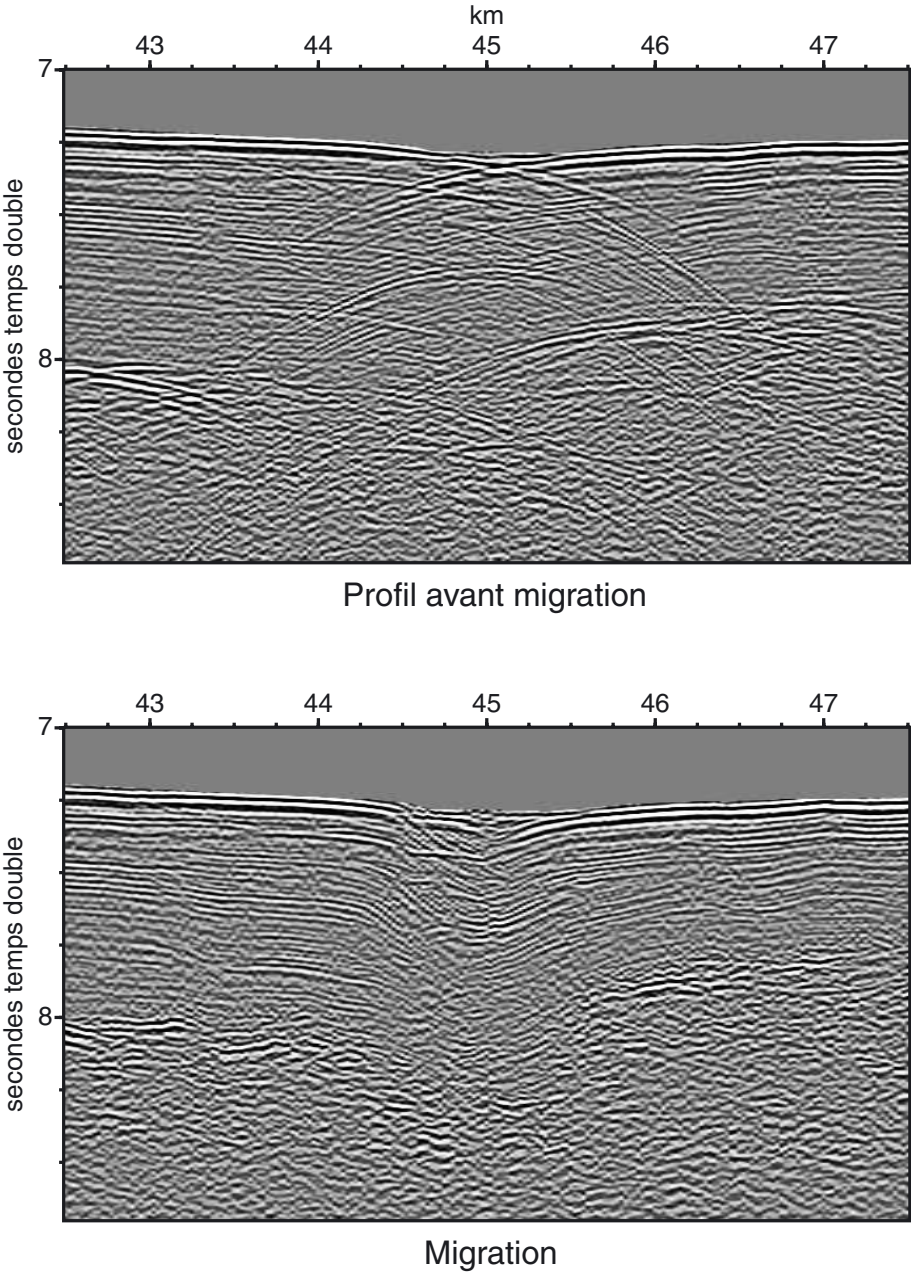


Figure 5.16 – Un exemple de section de sismique marine

Haut : profil brut ; Bas : profil obtenu après une migration en nombre d'onde (Hélène Hébert, Laboratoire de Gravimétrie et Géodynamique, IPGP).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

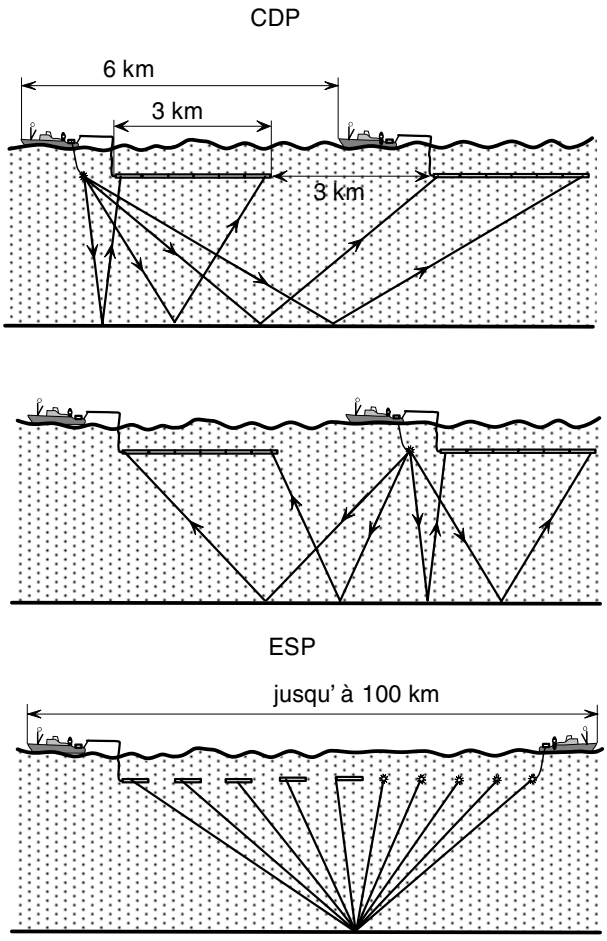


Figure 5.17 – Sismique grand angle à deux bateaux.

Les deux schémas montrent respectivement : La technique CDP (Common Depth Point ; Two ship wide aperture CDP profiling). La technique ESP (Expanded Spread Profiling).

ensembles parallèles de points PCR réflecteurs points milieux du segments source-détecteur (fig. 5.19).

Sur une grille suivant des carrés ou des rectangles l'axe des x est l'axe des profils (flûte(s), route du bateau) et l'axe des y est celui des points de tirs. On peut imaginer plusieurs types de procédures. L'une d'elle consiste à traîner derrière le bateau une nappe de flûtes séparées les unes des autres du pas y. Plusieurs montages sont possibles (plusieurs flûtes et plusieurs sources) qui dépendent de l'échelle choisie. Remarquons que de la même façon que pour la couverture multiple 2D, les couvertures multiples 3D ne renforcent pas les échos sur les réflecteurs inclinés. On voit

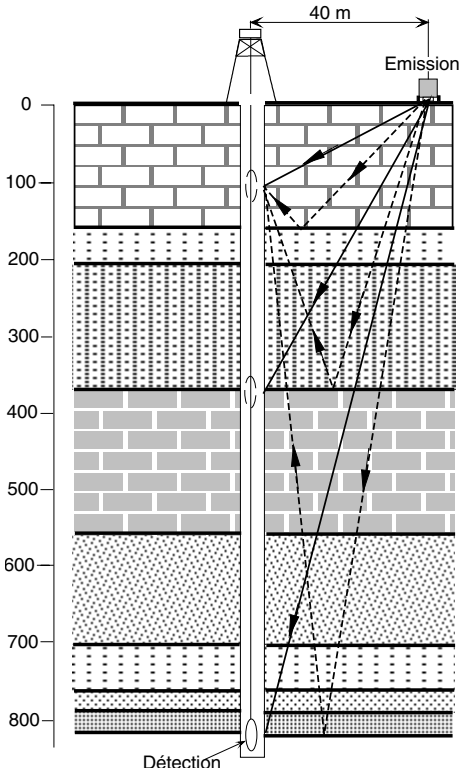


Figure 5.18 – Sismique par transmission, profils verticaux.

On tire en surface et l'on enregistre le long d'un puits à toute profondeur (d'après Lavergne, 1986).

aussi que le nombre de degrés de liberté dans le schéma géométrique 3D est plus élevé que dans le 2D. On peut les compliquer en utilisant deux ou plusieurs bateaux bien positionnés (GPS) et des tirs parfaitement synchronisés. La méthode la plus simple consiste à utiliser un seul bateau, une nappe de flûtes et des sources alternées.

Elle se pratique aussi bien à terre qu'en mer. Les récepteurs sont généralement disposés suivant une surface et les tirs se font soit au centre soit à la périphérie de la nappe. En mer on tire et on enregistre suivant des profils parallèles distants les uns des autres d'un intervalle de couverture multiple (voir plus loin). On réalise ainsi une grille où la sommation des traces peut se faire suivant les tirs successifs mais aussi de profil à profil. Cette sismique beaucoup plus onéreuse que la sismique 2D n'est utilisée que dans la phase d'investigation détaillée d'un gisement pétrolier.

5.1.5 La sismique 4D

La sismique 4D consiste à effectuer des prospections 3D répétées dans le temps. Par exemple, sur les champs pétroliers en cours d'exploitation, on peut suivre l'évolution

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

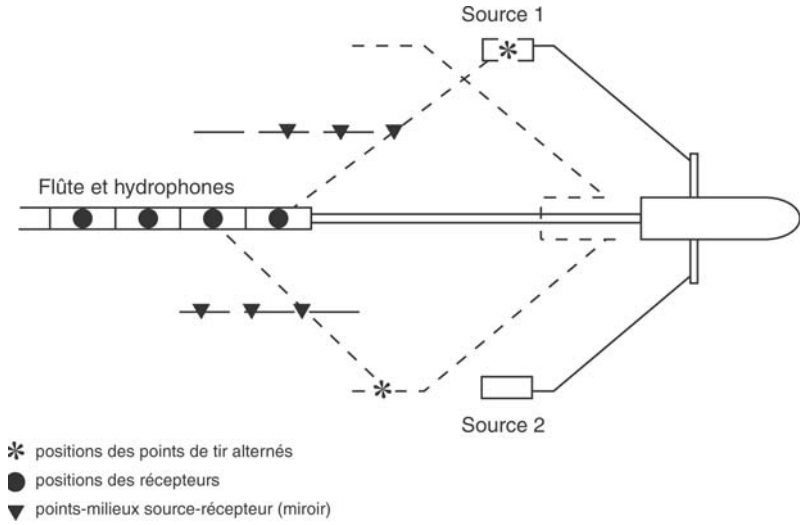


Figure 5.19 – Sismique 3D.

On tire et l'on enregistre en surface suivant une une grille dont la maille correspond au pas de tir et à la distance séparant les éléments actifs des flûtes. (d'après Keary and Brooks, 1998).

du contenu des réservoirs en eau et hydrocarbures. On réalise ainsi des images séparées par un laps de temps (en anglais *time lapse images*) des fluides et des fronts de pression selon leur évolution dans le réservoir pendant la production d'hydrocarbure. La sismique 4D permet de localiser les zones de déplacement de l'huile pour y forer d'autres sondages hors des zones envahies par de l'eau et pour éviter les erreurs coûteuses de forage de nouveaux puits dans des zones devenues stériles et aussi pour identifier la géométrie et la nature des flux dans les divers compartiments du réservoir, ce qui constitue la clé d'une récupération optimale des hydrocarbures. Le traitement dans la comparaison des images successives se développe en permanence (ondes P et ondes S permettant de calculer les variations des coefficients de réflexion, d'impédence acoustique, de porosité, de mélange gaz huile, etc.). Cette technique est considérablement utilisée en raison de son intérêt économique.

5.2 La sismique réfraction

Comme nous l'avons indiqué plus haut, on appelle sismique réfraction ce qui est en réalité la sismique des ondes coniques.

Le schéma de principe rappelé en figure 5.20 nous montre une situation où l'on reçoit les ondes à une distance de la source plus grande que la distance critique x_l (*cf.* le paragraphe sur les ondes coniques). Nous allons examiner le problème direct

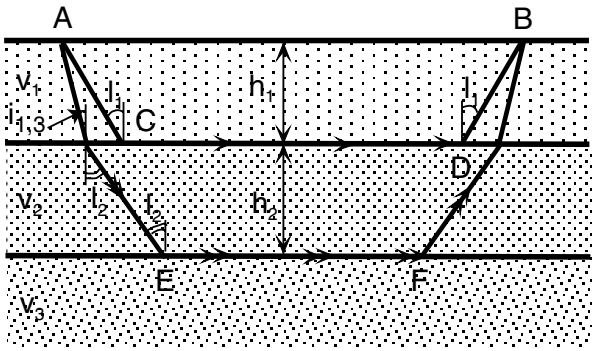


Figure 5.20 – La sismique réfraction.

Ce schéma de principe montre les cas les plus simples des milieux à couches parallèles, une couche et deux couches.

dans lequel nous partons d'une géométrie imposée pour en déduire l'hodochrone correspondante.

5.2.1 Cas des couches parallèles

Sur la figure 5.20, le point de tir est en A le point de réception est en B.

Le milieu est formé de couches successives d'épaisseur et de vitesse indexées h_1, V_1 pour la première, h_2, V_2 pour la deuxième, etc. Le rai sismique qui nous intéresse ici suit le trajet $ACDB$ car $AB = x$ est plus grand que $x_l.l_1$ est l'angle limite (voir plus haut) ; il est tel que $\sin l_1 = \dfrac{V_1}{V_2}$, soit $l_1 = \arcsin \dfrac{V_1}{V_2}$.

Calculons le temps de parcours T_1 le long du rai $ACDB$:

$$T_1 = \frac{AC}{V_1} + \frac{CD}{V_2} + \frac{DB}{V_1}$$

$$= \frac{2h_1}{V_1 \cos l_1} + \frac{CD}{V_2} = \frac{2h_1}{V_1 \cos l_1} + \frac{x}{V_2} - \frac{2h_1 \tan l_1}{V_2}$$

$$= \frac{x}{V_2} + \frac{2h_1}{V_1 \cos l_1} - \frac{2h_1 \tan l_1 V_1}{V_2 V_1}$$

En remarquant que le dernier terme de la partie droite de l'équation devient, en remplaçant $\dfrac{V_1}{V_2}$ par $\sin l_1$, $\dfrac{2h_1 \sin^2 l_1}{V_1 \cos l_1} = \dfrac{2h_1 \cos^2 l_1}{V_1 \cos l_1} - \dfrac{2h_1}{V_1 \cos l_1}$, l'équation initiale devient :

$$T_1 = \frac{x}{V_2} + \frac{2h_1 \cos l_1}{V_1}.$$

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Cette équation de l'hodochrone est l'équation d'une droite de pente $\frac{1}{V_2}$ et d'ordonnée à l'origine $\tau_1 = \frac{2h_1 \cos l_1}{V_1}$.

Cette ordonnée à l'origine peut s'exprimer en fonction des paramètres V_1, V_2, h_1 sous la forme

$$\tau_1 = \frac{2h_1\sqrt{V_2^2 - V_1^2}}{V_1 V_2}.$$

On appelle aussi cette droite la *dromochronique* du marqueur horizontal.

L'ordonnée à l'origine est très souvent désignée sous le nom d'*intercept*. Si l'on connaît V_1, V_2 et elle permet de calculer la profondeur h_1 du marqueur horizontal[3].

a) Remarque importante

Pour définir complètement une droite il faut deux paramètres. Dans le problème inverse que nous nous proposons de résoudre à partir de la connaissance d'une hodochrone, nous devrons trouver à partir de la droite observée les trois paramètres h_1, V_1, V_2. Le problème serait donc indéterminé si nous avions uniquement l'hodochrone.

Cette difficulté est levée quand nous connaissons une deuxième hodochrone, celle qui correspond à l'onde directe qui se propage dans le milieu 1 à la vitesse V_1. Une méthode très simple de prospection consiste à enregistrer seulement la première arrivée des ondes en tirant régulièrement et en déplaçant un géophone en faisant croître régulièrement la distance x. On enregistre d'abord comme première arrivée l'onde directe qui s'est propagée dans le milieu 1. La droite correspondante hodochrone passe par l'origine et sa pente est $1/V_1$, puis lorsqu'on arrive à la distance critique, c'est la dromochronique du marqueur horizontal qui apparaît. Comme sa pente est $1/V_2$ il y a brisure de l'hodochrone (fig. 5.21).

L'enregistrement de ces deux droites permet alors de résoudre le problème inverse dans le cas très simple du marqueur horizontal. La pente de la première droite donne la valeur de V_1, la deuxième droite apportant deux nouveaux paramètres indépendant (vitesse et intercept) permet de calculer V_2 et h_1. On utilise cette méthode pour étudier en prospection l'épaisseur de la *zone altérée* de surface (en anglais *weathered zone* ou WZ).

Dans le cas de deux couches parallèles le problème direct permet de calculer une nouvelle dromochronique dont la pente sera $1/V_3$. La figure 5.20 montre le trajet d'un rai de A en B. Il subit une première refraction à l'interface 1-2 puis arrive en E et émerge en F sous l'angle limite correspondant à l'interface 2-3 (fig. 5.20). Un calcul

3. Avant de continuer le lecteur est encouragé à faire l'exercice 5.2.

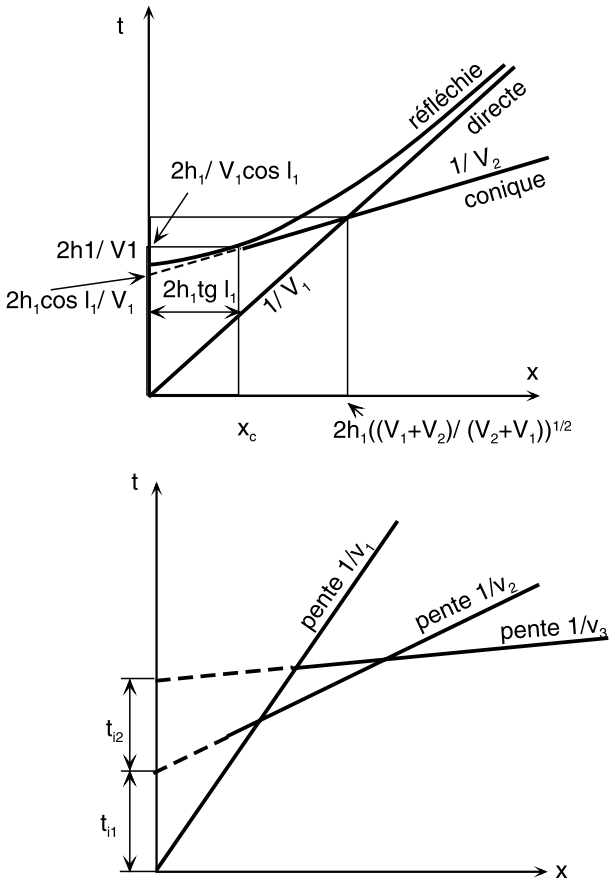


Figure 5.21 – Les hodochrones.

Sur le schéma du haut on a tracé les hodochrones, dans le cas d'un milieu à une couche d'épaisseur constante, des ondes directe, réfléchie, et conique ou réfractée. Le second schéma montre les droites hodochrones des ondes, directe et réfractée d'un milieu à deux couches parallèles sur un substratum (vitesses V_1, V_2, V_3).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

semblable au précédent permet de calculer l'équation de l'hodochrone. On aura :

$$T_2 = \frac{x}{V_3} + \frac{2h_1 \cos i_{1-3}}{V_1} + \frac{2h_2 \cos l_2}{V_2}$$

dans laquelle $\sin l_2 = \dfrac{V_2}{V_3}$

or $\dfrac{\sin i_{1-3}}{\sin l_2} = \dfrac{V_1}{V_3}$, donc, $\sin i_{1-3} = \dfrac{V_1}{V_3}$.

L'intercept de la dromochronique sera

$$\tau_2 = \frac{2h_1 \cos i_{1-3}}{V_1} + \frac{2h_2 \cos l_2}{V_2}$$

Grâce aux deux droites précédentes on connaît V_1, V_2, h_1, la pente de la troisième droite est $1/V_3$.

La connaissance de τ_2 permet de calculer h_2 ; en effet,

$$h_2 = \left(\tau_2 - \frac{2h_1 \cos i_{1-3}}{V_1}\right) \frac{V_2}{2 \cos l_2}$$

dans laquelle $\cos i_{1-3} = \left(1 - \left(\frac{V_1}{V_3}\right)^2\right)^{1/2}$ et $\cos l_2 = \left(1 - \left(\frac{V_2}{V_3}\right)^2\right)^{1/2}$

La connaissance d'une nouvelle dromochronique a donc permis de définir deux nouveaux paramètres V_3 et h_2. Il en est de même pour les couches suivantes.

b) Formulations générales (couches horizontales)

Dans ce qui suit on utilise les notations proposées dans une étude complète des opérations de réfraction en mer en considérant les cas où le capteur se trouve soit en surface (flûte) soit au fond avec des OBS (*Ocean Bottom Seismeter*, stations automatiques posées sur le fond) que l'on récupère une fois les profils réalisés. L'équation générale de l'hodochrone correspondant à l'interface de rang n s'écrit :

$$T_n = \frac{\Delta}{V_n} + \frac{H_0 \cos i_1}{V_0} + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \frac{H_i \cos i_{i+1}}{V_i}$$

où Δ est la distance source capteur prise en surface, H_0 est l'épaisseur de la couche d'eau, H_i celle de la couche de rang i, V_0, V_i, V_n les vitesses dans les milieux correspondants, i_1, i_2, $\cdots$, i_{n+1} les angles d'incidences des rangs 1, 2, $\cdots$, n.

On peut exprimer ces angles en fonction des vitesses dans les milieux successifs (loi de Snell-Descartes), l'équation devient alors :

$$T_n = \frac{\Delta}{V_n} + \frac{H_0 \sqrt{V_n^2 - V_0^2}}{V_0 V_n} + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \frac{H_i \sqrt{V_n^2 - V_i^2}}{V_n V_i}.$$

Dans les deux équations, on a considéré que le capteur était un OBS, si l'on prenait un capteur de surface il faudrait multiplier par deux le deuxième terme de chacune de ces équations (terme correspondant à la couche d'eau).

5.2.2 Cas des interfaces inclinées

L'inclinaison d'une interface introduit un paramètre supplémentaire, le pendage de cette interface, l'angle ω. Pour simplifier, plaçons nous dans une configuration 2D où les profils sont réalisés suivant la ligne de plus grande pente. On met en évidence l'effet de pendage sur un ensemble de deux profils direct et inverse, dans lesquels sources et récepteurs alternent. Sur la figure 5.22 on a choisi l'exemple d'une sismique réfraction réalisée en utilisant des OBS et dans le cas le plus simple d'une propagation de l'onde conique à l'interface eau-fond.

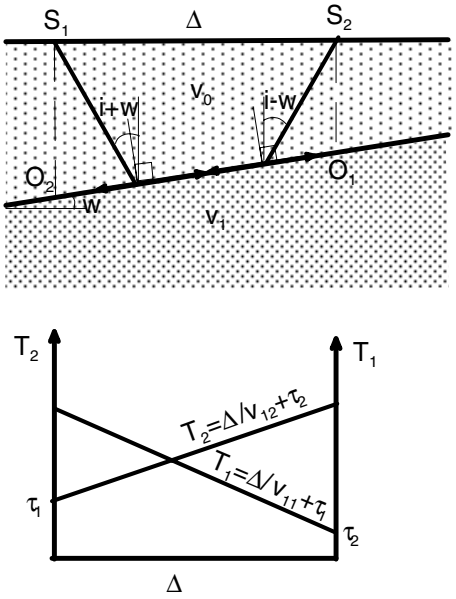


Figure 5.22 – Cas des interfaces inclinées (d'après Oustland, 1982)

Sur le profil directe on tire en S_1 et l'on enregistre en O_1 ; sur le profil inverse on tire en S_2 et l'on enregistre en O_2. Les deux hodochrones T_1 et T_2 sont représentés en regard du schéma de tir. On voit la dissymétrie des droites et l'inégalité des pentes et des ordonnées à l'origine τ_1 et τ_2, V_{11}, V_{12} les vitesses apparentes données par les pentes des deux hodochrones directe et inverse, V_1 est la vitesse vraie, $h_{S_1} = h_{O_2}$; $h_{S_2} = h_{O_1}$ les profondeurs au niveau des OBS O_1 et O_2 et des tirs S_1 et S_2 (fig. 5.22). Les équations correspondant à la figure sont :

$$\begin{aligned} h_{S_1} &= h_{O_2} = h_{O_1} + \Delta \tan \omega \\ h_{S_2} &= h_{O_1} = h_{O_2} + \Delta \tan \omega \\ \sin i &= V_0/V_1 \end{aligned}$$

$$i + \omega = \arcsin V_0/V_{11} \qquad i - \omega = \arcsin V_0/V_{12}$$

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

d'où $\omega = \frac{1}{2}[\arcsin V_0/V_{11} - \arcsin V_0/V_{12}]$

$$V_1 = \frac{2V_{11} \cdot V_{12}}{V_{11} + V_{12}} \cos\omega$$

si $\omega \ll i$ on a $V_1 = \frac{2V_{11} \cdot V_{12}}{V_{11} + V_{12}}$

$$\tau_1 = \frac{h_{O_1}}{V_0} \cos(i + \omega) \text{ avec } (i + \omega) = \arcsin V_0/V_1$$

$$h_{O_1} = V_0\tau_1/\cos[\arcsin V_0/V_{11}]$$

$$h_{O_2} = V_0\tau_2/\cos[\arcsin V_0/V_{12}]$$

On peut généraliser ces formules au cas de couches multiples inclinées, en progressant le long des interfaces successives et en tenant compte des hodochrones directs et inverses[4].

5.2.3 La sismique réfraction à terre et en mer

Le dispositif expérimental à terre est généralement constitué d'une série de géophones disposés sur une ligne. On effectue des tirs successivement au centre et aux extrémités de cette ligne et on obtient ainsi des hodochrones directes et inverses.

En mer on utilise soit un OBS, soit une bouée flottante reliée au bateau par radio (et que l'on préfère parfois abandonner, son coût étant moins élevé que celui du temps-bateau nécessaire à sa récupération). Lorsqu'on utilise un OBS, le bateau parcourt le trajet indiqué sur la figure 5.23, soit OA puis AB en passant à la verticale de l'OBS et enfin BO ou l'on rappelle l'OBS qui libère son lest et remonte en surface. On a ainsi sur AB les profils directs et inverses nécessaires à la résolution des pendages possibles des interfaces rencontrées.

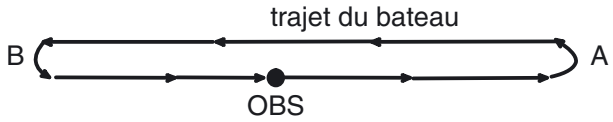


Figure 5.23 – Utilisation d'un OBS dans un profil de réfraction.
Le trajet suivi par le bateau OAOBO permet d'obtenir un profil direct et un profil inverse sur AB. L'OBS est mouillé au début du profil, il est récupéré en fin de profil.

La distance source-récepteur est connue grâce à l'enregistrement de l'onde directe. Mais cette opération est compliquée du fait de la présence d'un niveau à moindre vitesse dans la couche d'eau qui piège l'onde directe. On doit alors utiliser les multiples

4. Avant de continuer le lecteur est encouragé à faire l'exercice 5.3.

réfléchis sur le fond et en surface ce qui entraîne des calcul lourds tenant compte des lois de vitesses dans la couche d'eau et cette méthode provoque aussi des accumulations d'erreurs sur la distance. L'utilisation d'un positionnement GPS moderne permet de s'affranchir de ces contraintes.

Exercices

5.1 Quelle est la fréquence de pédalage observée lors d'une prospection sur un plateau continental recouvert de 20 mètres d'eau ? Quelle sera la largeur en fréquence du filtre à utiliser pour éliminer cet effet sachant que dans cette zone l'amplitude trés forte des marées océaniques est de 4 mètres ? La vitesse du son dans l'eau est 1500 mètres par seconde.

5.2 On réalise un profil de sismique réflexion et un profil de sismique réfraction au-dessus d'un milieu constitué de deux terrains séparés par une interface plane. On veut déterminer les vitesses des ondes P (V_1 et V_2) dans les deux milieux ainsi que la profondeur de l'interface.

L'onde réfléchie fournit une hodochrone $t = f(D)$ donnée par les valeurs suivantes :

$D(km)$	10,0	18,3	27,6	38,1	44,9	57,3	65,7	72,6	78,4	83,9	90,6	95,9
$t(s)$	6,31	6,97	7,64	8,95	9,60	11,3	12,4	13,5	14,3	15,1	16,1	16,9

- Tracer cette hodochrone sur papier millimétré.
- Déterminer les paramètres V_1 et h en traçant la courbe $t^2 = f(D^2)$

L'onde conique fournit une hodochrone donnée par les valeurs suivantes :

$D(km)$	108,0	115,3	127,8	136,4	147,2	155,6	164,7	173,2	186,7	192,6
$t(s)$	18,75	19,78	21,73	23,00	24,60	25,94	27,29	28,60	30,52	31,53

- Tracer cette hodochrone sur le même papier millimétré que l'hodochrone précédente.
- Déterminer V_2 et h ; comparer cette dernière valeur à celle obtenue précédemment.

5.3 Dans une campagne de sismique réfraction sur un profil direct et sur son profil inverse on mesure une vitesse apparente de l'onde conique de 6,5 $km \cdot s^1$ dans un sens et de 7,0 $km \cdot s^1$. Le milieu au-dessus de l'interface étant l'eau de mer où la vitesse des ondes P est 1,5 $km \cdot s^1$, quel est le pendage de l'interface correspondant à cette onde ? Même question lorsque le mileu au-dessus de l'interface a une vitesse de 4 $km \cdot s^1$.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

5.4 On enregistre les premières arrivées dans deux expériences distinctes de sismique à petite échelle et l'on obtient les deux hodochrones suivantes. À quels modèles de terrain peuvent-elles correspondre ?

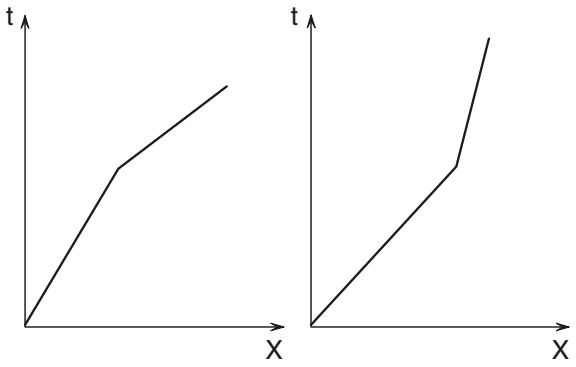


Figure 5.24 -

5.5 Calculer la proportion d'énergie qui traverse un réflecteur de coefficient $R = 0{,}1$ d'une onde à incidence normale. Même question pour un coefficient $R = 0{,}01$

5.6 Problème du chef de mission dans une campagne de prospection marine de sismique avec couverture multiple.

Quelle doit être la cadence de tir pour un bateau qui navigue à 6 nœuds en pleine mer lorsque le dispositif de la couverture multiple porte sur des éléments actifs de flûte distants d'un pas de 50 mètres entre chacun d'eux et son suivant.

a) sans qu'aucun courant ne modifie la vitesse du bateau par rapport au fond

b) lorsque le bateau fait face à un courant de 2 nœuds

c) lorsque le bateau est poussé par un courant de 2 nœuds.

Quelle contrainte cela représente pour la situation c).

0n rappelle qu'une vitesse de 1 nœud correspond à 1,854 km/h

Corrigés

5.1 La fréquence de pédalage sera de 18,7 Hz, la largeur du filtre devra être de 3,1 Hz (application de la formule donnée dans le cours pour le mode fondamental où $n = 1$).

5.2 D'après l'équation de l'hodochrone on a : $t^2 = \dfrac{D^2}{V_1^2} + \dfrac{4h^2}{V_1^2}$, la pente de la droite du graphe $t^2 = f(D^2)$ est $1/V_1^2$ d'où l'on tire V_1. L'ordonnée à l'origine de cette droite est $4h^2/V_1^2$, connaissant V_1 on en déduit h.

L'hodochrone de l'onde conique permet ensuite de déterminer V_2 (inverse de la pente de la droite et l'ordonnée à l'origine donnant à nouveau h). Les différences observées dans les résultats sur h proviennent des erreurs et des incertitudes dans les tracés des graphes et des droites de régression correspondant aux points reportés sur les graphes.

5.3 Application classique des équations du cours au fond de l'océan, dont le pendage ici est de 0,008 5 radian soit environ 1/2 degré. Dans le deuxième exemple ce pendage est de 0,027 3 radian soit environ 1,5 degré.

5.4 Dans le premier exemple il s'agit :

- soit d'une superposition de deux couches ; la vitesse de propagation dans la couche la plus profonde étant plus grande que celle dans la couche supérieure milieu (onde directe puis onde conique),

- soit de deux milieux séparés par un plan vertical ; la vitesse dans le milieu le plus éloigné de la source étant plus grande que celle que l'on mesure dans le milieu où se trouve la source. On remarque au passage que l'on a ici un exemple de la non-unicité des modèles.

Dans le deuxième exemple il s'agit de deux milieux séparés par un plan vertical ; la vitesse dans le milieu le plus éloigné de la source étant plus petite que celle que l'on mesure dans le milieu où se trouve la source (onde directe seulement).

5.5 L'application des formules du cours montre que dans le cas ou $R = 0,1$ l'énergie qui traverse à incidence normale le réflecteur est de 9/10 de celle de l'onde incidente. Dans le cas d'un réflecteur dont le coefficient est 0,01 cette transmission est de 99 %.

5.6 Dans les situations

a) On déclenche un tir tous les 50 mètres (sur le fond et en mer) parcourus à la vitesse de 6 nœuds soit $6 \times 1,854 = 11,1$ km/h soit $3,09$ m.s^{-1} et il faut 16 secondes pour parcourir 50 mètres. La cadence des tirs est donc de 16 secondes.

b) Par rapport au fond le bateau avance à 4 nœuds soit 7,4 km/h et 2,06 m.s^{-1}. Il faut donc entre deux tirs successifs $50/2,06 \approx 24$ secondes.

c) La vitesse sur le fond est de 8 nœuds et l'on trouve une cadence de 12 secondes.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Ceci entraîne deux remarques :

Dans la situation b) on pourrait augmenter la vitesse du bateau, mais cela augmenterait le bruit dû au frottement de la flûte dans l'eau où on naviguerait à 6 + 2 nœuds en maintenant la cadence 16 secondes.

Dans la situation c) On pourrait ralentir de 2 nœuds en maintenant la cadence à 16 secondes, mais on n'a pas intérêt (économique) à le faire mais plutôt à accélérer la cadence à 12 secondes. Cela permettra de couvrir en un temps donné une plus grande distance de profil sans nuire à la qualité de l'enregistrement. En effet, le contrat de sismique se passe sur la longueur de profil réalisé dans des conditions strictes de qualité des enregistrements…

LE GÉOMAGNÉTISME 6

OBJECTIFS

Le géomagnétisme a pour objet l'étude du champ magnétique terrestre et poursuit trois objectifs principaux.

- En physique du globe, l'étude de ses variations temporelles dans des échelles de temps couvrant près de vingt ordres de grandeur permet d'en préciser et modéliser ses parts externe (magnétosphère, ionosphère) et interne (circulation dans le noyau terrestre, effet dynamo, composantes mantellique et lithosphérique).
- En géodynamique, grâce à l'archéomagnétisme et au paléomagnétisme, on peut reconstituer les mouvements passés des plaques lithosphériques.
- En géophysique appliquée à la prospection, l'étude des anomalies magnétiques apporte des informations sur les sources plus ou moins profondes dans la croûte terrestre qui peuvent intéresser le prospecteur.

Le lecteur devra assimiler les notions d'échelles spatiales et temporelles et se rappeler que le vecteur champ magnétique n'est, en général, pas vertical en un lieu donné, ce qui implique un traitement par géométrie vectorielle de tous les problèmes de géomagnétisme.

6.1 DÉFINITIONS ET GÉNÉRALITÉS

Nous avons vu en gravimétrie que le paramètre fondamental dans la modélisation était la densité. En géomagnétisme, c'est la *susceptibilité magnétique* des roches qui joue un rôle semblable. Elle permet de caractériser la composition de ces roches.

Toutefois, le géomagnétisme est plus compliqué dans la description et l'utilisation du vecteur champ en un point donné car ce vecteur n'est généralement pas vertical et ses variations dans le temps sont beaucoup plus importantes que celles du champ de la pesanteur.

Avant d'aborder l'étude du champ magnétique terrestre quelques rappels sur le magnétisme sont nécessaires.

6.1.1 Paramètres et unités

Si $\boldsymbol{H}$ est le champ de force magnétique on définit la *densité de flux*, ou flux par unité de surface qui est appelée l'*induction magnétique* $\boldsymbol{B}$:

$\boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H}$ où μ est la *perméabilité absolue* du milieu.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Les unités dans le Système International (SI) sont les suivantes :

- $\boldsymbol{H}$ le champ de force magnétique est un vecteur dont le module s'exprime en *ampère par mètre* ($A \cdot m^{-1}$). Un ampère par mètre mesure le champ produit au centre d'une spire circulaire de 1 mètre de rayon parcourue par un courant de 1 ampère.
- $\boldsymbol{B}$ l'unité de flux est le *volt-seconde* ($V \cdot s$) ou encore le *weber* (Wb) et l'unité de densité de flux $\boldsymbol{B}$ est le *volt-seconde par mètre carré* ($V \cdot s \cdot m^{-2}$) ou le *weber par mètre carré* ($Wb \cdot m^{-2}$), ou le *tesla*.

  Remarquons ici que les champs que l'on mesure sont en réalité des densités de flux $\boldsymbol{B}$. Le tesla est une unité très grande et dans la pratique on utilise plutôt le *nanotesla* (1 nanoTesla = 10^{-9} tesla). On appelle souvent $\boldsymbol{B}$ le champ magnétique dans un milieu de perméabilité μ alors que le champ (sa cause) est en réalité $\boldsymbol{B}/\mu$
- La perméabilité absolue $\mu = \boldsymbol{B}/\boldsymbol{H}$ a pour unité l'*ohm-seconde par mètre* ($\Omega \cdot s \cdot m^{-1}$).

  La perméabilité du vide (quantité importante souvent utilisée) est notée μ_0. Ainsi, un champ $\boldsymbol{H}$ crée dans le vide une densité de flux $\boldsymbol{B}_0 = \mu_0 \boldsymbol{B}$. On assimile la perméabilité absolue de l'air et aussi de la plupart des roches à μ_0. Dans le système d'unités que nous utilisons, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}\ \Omega s m^{-1}$.
- La perméabilité relative dans un milieu autre que le vide est telle que $\mu = \mu_r \mu_0$, or, $\boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H} = \mu_r \mu_0 \boldsymbol{H} = \mu_0 \boldsymbol{H} + \mu_0(\mu_r - 1)\boldsymbol{H} = \mu_0 \boldsymbol{H} + \mu_0 K \boldsymbol{H}$, avec $K = \mu_r - 1$, ou $\mu_r = 1 + K$.

  μ_r est le rapport de 2 perméabilités, c'est donc un nombre sans dimension. De même K la *susceptibilité magnétique* du milieu est un nombre sans dimension.

  Dans le vide $\mu_r = 1$ et $K = 0$.

  Donc pour avoir une densité $\mu \boldsymbol{H}$ dans le milieu, il faut ajouter à $\mu_0 \boldsymbol{H}$ un champ additionnel $K\boldsymbol{H}$. Ce champ additionnel présent en un point de l'espace occupé par un milieu soumis au champ $\boldsymbol{H}$ est appelé *intensité de magnétisation* $\boldsymbol{M}$ induite par $\boldsymbol{H}$.

  $\boldsymbol{M} = K\boldsymbol{H}$ et $\boldsymbol{M}$ s'exprime en $A \cdot m^{-1}$.

  On écrit donc en notation vectorielle $\boldsymbol{B} = \mu_0(\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M})$, soit dans un espace $Oxyz$

$$B_x = \mu_0(H_x + M_x)$$

$$B_y = \mu_0(H_y + M_y)$$

$$B_z = \mu_0(H_z + M_z)$$

- *Moment magnétique, dipôle magnétique* et *rémanence* : si un corps de volume v est uniformément aimanté avec l'intensité $\boldsymbol{M}$, alors $v\boldsymbol{M} = \boldsymbol{m}$ qui s'exprime en $A \cdot m^2$. Ce vecteur est le *moment magnétique*.

Si l'on imagine une particule de volume infiniment petit à forte intensité de magnétisation de façon que $v\boldsymbol{M}$ n'ait jamais une valeur finie, on obtient un point dipôle magnétique. La direction du moment magnétique est l'axe du dipôle.

Les conséquences en sont que l'on peut sommer un agrégat de dipôles. Par ailleurs, comme $\boldsymbol{M} = K\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{m} = v\boldsymbol{M} = vK\boldsymbol{H}$.

6.1.2 Les repères et les éléments du champ géomagnétique

La description du champ géomagnétique s'appuie sur deux systèmes de repères : le *repère géocentrique* et le *repère local*. Le premier permet de définir la position géographique de tout point sur le Globe Terrestre, tandis que le second permet de caractériser l'intensité et l'orientation du vecteur champ magnétique en ce point.

- **Le repère géocentrique**

Comme son nom l'indique ce repère a pour origine O le centre de la Terre, et l'un de ses axes est confondu avec l'axe de rotation de cette dernière (fig. 6.1). Les pôles géographiques Nord et Sud sont les lieux où l'axe de rotation perce l'enveloppe terrestre. L'équateur est la courbe dessinée à la surface de la Terre par l'intersection de la sphère terrestre avec le plan normal à l'axe de rotation et contenant le centre de la Terre, O. Dans ce système, la position de tout point P quelconque est pleinement définie par ses coordonnées polaires (r, θ, ϕ) :

– r : la *distance* de P (en m) au centre de la Terre, O ; r est le rayon terrestre pour un point situé à la surface de la Terre.

– θ : la *colatitude*, qui est l'angle que fait le rayon r avec l'axe de rotation de la planète, compté de 0° à 180° depuis le pôle Nord vers le pôle Sud. Nota : il est tout aussi courant d'utiliser la *latitude* λ, qui est définie comme $\lambda = 90° - \theta$; ainsi, la latitude est comptée positivement, de 0° à 90°, depuis l'équateur vers le pôle dans l'hémisphère Nord, et négativement, de 0° à – 90°, depuis l'équateur vers le pôle dans l'hémisphère Sud.

– ϕ : la longitude, est l'angle formé par le grand-cercle passant par le point P et les pôles Nord et Sud, le *méridien* (*cf.* définition des grands-cercles en annexe), avec un méridien origine fixé arbitrairement. Ce méridien origine de longitude 0° a été défini lors d'une Conférence internationale en 1848 à Washington comme étant celui qui passe par l'observatoire royal de Greenwich, dans la banlieue Est de Londres. En général, la longitude se compte positivement de 0° à 180° vers l'Est, et négativement de 0° à – 180° vers l'Ouest.

NOTE : les définitions de λ et ϕ sont ici données dans leur sens strict en géomagnétisme. Il faut souligner que d'autres disciplines scientifiques utilisant ce type de repère (géodésie, géographie, astronomie...) peuvent utiliser l'inverse : λ pour la longitude, et ϕ pour la latitude (voir fig. 2.26, § 2.4.2).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

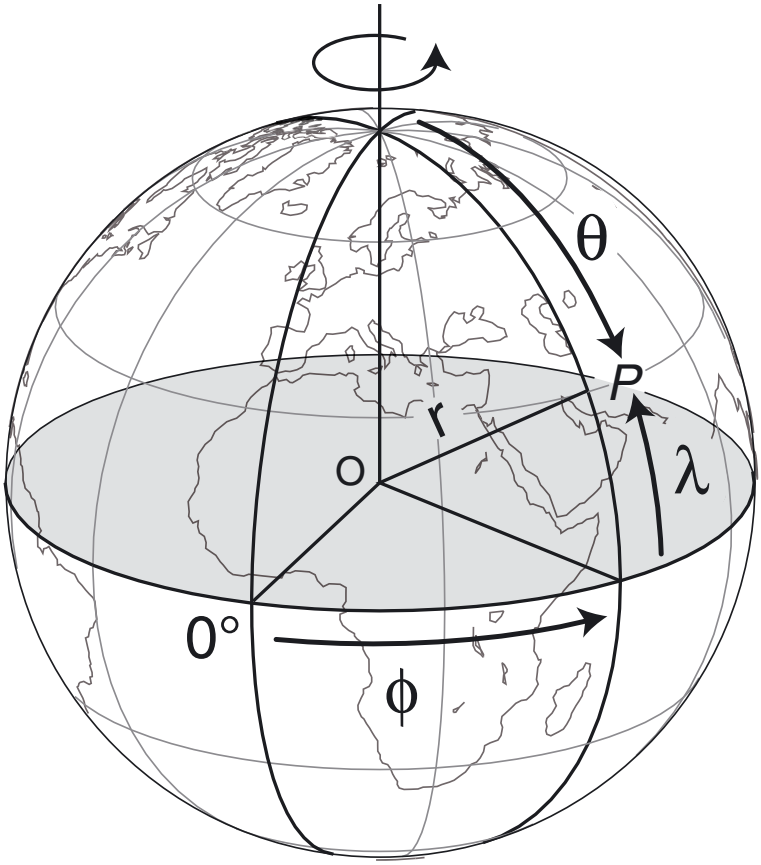


Figure 6.1– **Le repère Géocentrique. En grisé : le plan équatorial.**

- **Le repère local**

En tout point *P* repéré dans le repère géocentrique, on peut construire un repère cartésien local centré sur ce point et permettant de décrire orientation et intensité du champ magnétique. Par convention, ce repère cartésien *{x, y, z}* est défini comme suit (fig. 6.2) :

– axe *{x}* horizontal et dirigé vers le Nord géographique,

– axe *{y}* horizontal et dirigé vers l'Est,

– axe *{z}* vertical et dirigé vers le bas (i.e. vers le centre de la Terre).

- **Les éléments du champ géomagnétique**

Dans le repère local, on définit (fig. 6.2) :

– ***B*** : vecteur champ magnétique ;

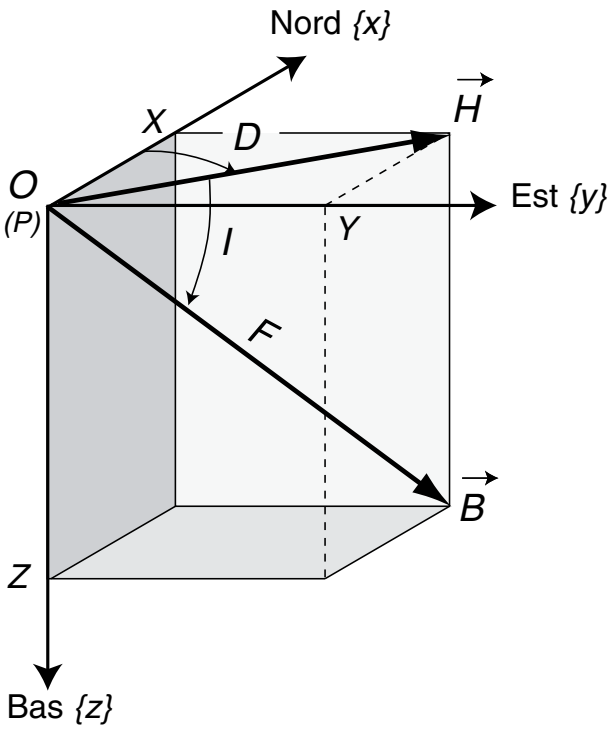


Figure 6.2 – le repère local.

– F : module du vecteur champ = intensité du champ magnétique exprimé en Tesla (T), ou plus couramment en nano-Tesla (nT), compte tenu des ordres de grandeur du champ magnétique terrestre et de ses variations ;

– $\boldsymbol{H}$: projection du vecteur champ magnétique dans le plan $\{x, y\}$ = composante horizontale du champ, en nT ;

– D : Déclinaison magnétique ; c'est la direction du Nord magnétique, indiquée par l'aiguille d'une boussole et plus rigoureusement, l'angle entre la composante et la direction du Nord géographique dans le plan horizontal. Par convention, cet angle est compté positivement dans le sens des aiguilles d'une montre, et négativement dans l'autre sens. Ainsi, $D = 0°$ si le champ magnétique pointe vers le Nord géographique, $D = 90°$ s'il pointe vers l'Est, $D = -90°$ (ou 270°.. !) s'il pointe vers l'Ouest, et $D = \pm 180°$ vers le Sud ;

– I : Inclinaison magnétique ; c'est l'angle entre la composante horizontale du champ et le vecteur champ magnétique lui-même. Par convention également, l'inclinaison est comptée positivement vers le bas de $I = 0°$ (horizontale) à $I = 90°$ (verticale

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

vers le bas) et négativement vers le haut, de $I = 0°$ à $I = -90°$ (verticale vers le haut).

– Enfin, les composantes cartésiennes (X, Y, Z) en nT, projections de $\boldsymbol{B}$ sur chacun des axes de ce repère cartésien, qui sont reliées aux éléments (F, D, I) par les relations classiques :

$$\begin{cases} X = H \cdot \cos D = F \cdot \cos D \cdot \cos I \\ Y = H \cdot \sin D = F \cdot \sin D \cdot \cos I \\ Z = F \cdot \sin I \end{cases}$$

6.2 Mesures du champ géomagnétique

Comme pour la gravimétrie nous allons examiner les méthodes de mesure le champ géomagnétique, en décrivant successivement les principes des mesures absolues et des mesures relatives.

6.2.1 Les mesures absolues

Les appareils de mesure absolue du vecteur champ sont utilisés dans les observatoires magnétiques.

On peut mesurer les trois composantes du champs définies en coordonnées polaires. Pour avoir la valeur du champ avec une erreur n'excédant pas le nanotesla (l'intensité du champ à Paris est d'environ 47 200 nT), on doit mesurer les angles D et I avec une précision de 3 secondes d'arc. Le magnétomètre à résonance magnétique atomique ou nucléaire et les théodolites amagnétiques Zeiss 010 A et B permettent d'obtenir de telles précisions (la seconde d'arc pour le théodolite et une fraction de nanotesla pour le magnétomètre).

Sans nous étendre sur le détail très sophistiqué des mesures retenons-en les principes. Les mesures de D et de I se font par méthode de zéro sur une sonde (capteur à double noyau saturé) dont l'axe est placé perpendiculairement au vecteur champ ; lorsqu'on atteint cette position de champ nul c'est que la direction perpendiculaire est dans le méridien magnétique, on repère cette direction grâce au théodolite par rapport à la direction connue d'une balise que l'on vise du pilier de mesure. Connaissant exactement l'azimut de la direction pilier-balise, après la mesure de l'angle de la direction pilier-balise/méridien magnétique, on en déduit l'azimut du méridien magnétique. Les lectures se font sur le cercle horizontal du théodolite parfaitement nivelé.

Le principe de la mesure de l'inclinaison est identique sinon que l'on mesure sur le cercle vertical du théodolite l'angle de la direction de l'axe de la sonde avec l'horizontale.

La mesure de l'intensité se fait grâce à un magnétomètre à protons (nom utilisé pour désigner les instruments à résonance magnétique des protons d'un liquide quelconque) que nous décrivons brièvement. Le capteur du magnétomètre est constitué d'un récipient renfermant un liquide riche en protons (un hydrocarbure possédant un point de fusion peu élevé). Un solénoïde entoure la bouteille contenant le liquide. Un courant d'environ 1 ampère est injecté dans la bobine et génère un fort champ magnétique. Les moments magnétiques des protons, précédemment désordonnés s'orientent parallèlement aux lignes de champ de la bobine. Lorsque l'on coupe le courant, le champ magnétique induit s'arrête et les moments magnétiques des protons précessent (à la manière de l'axe d'une toupie dans le champ de gravité terrestre) autour d'un axe parallèle à la direction du champ magnétique terrestre. La fréqence de précession est appelée *fréquence de Larmor* et elle est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique terrestre. Les mouvements de précession engendrent un champ magnétique sinusoïdal induisant dans le solénoïde un courant alternatif de fréquence égale à la fréquence de Larmor que l'on peut mesurer pendant le court instant où les protons ne reprennent pas encore leurs mouvements browniens désordonnés. Le coefficient de proportionnalité étant introduit lors de la calibration de l'instrument, on peut donc lire directement l'intensité du champ magnétique en nanoteslas.

Ces mesures sont par exemple effectuées actuellement dans les observatoires français (Chambon-la-Forêt, Terres Australes et Antarctique, observatoires d'Outre-mer).

6.2.2 Les mesures relatives

L'objectif des observatoires magnétiques étant d'enregistrer en un lieu donné les variations du champ géomagnétique dans le temps, on dispose aussi d'appareils de mesure continue que l'on appelle les *variomètres* ou *variographes*. Ce sont des instruments de mesures relatives que l'on calibre régulièrement et dont on définit les lignes de base grâce aux mesures absolues qui sont régulièrement effectuées (une à plusieurs fois par semaine). Suivant l'échelle de temps des variations étudiées on parle de variographes à marche lente ou des variographes à marche rapide.

Pendant de nombreuses années on a utilisé un appareillage à aimants qui mesurait les variations de la déclinaison et celles des composantes horizontale et verticale du champ, l'enregistreur LaCour. On utilise maintenant dans les observatoires modernes des *variomètres à vanne de flux*.

Un variomètre à vanne de flux est composé d'une sonde à saturation qui est construit comme un transformateur de deux enroulements, le primaire et le secondaire. Le primaire comprend deux bobines identiques parallèles contenant un noyau en mumétal (milieu très conducteur) qui sont montées en série, mais le sens des enroulements est inversé. Un courant alternatif de fréquence f parcourt le primaire et son intensité est suffisante pour que l'aimantation des noyaux soit portée à saturation

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

deux fois par cycle. Si la composante du champ induit selon l'axe de la sonde est nulle, le flux d'induction dans le secondaire est nul.

Si cette composante n'est pas nulle, une dissymétrie apparaît dans les cycles d'hystérésis décrits par les deux noyaux et une force électromotrice de fréquence $2f$ apparaît dans le secondaire. On place la sonde dans une *bobine d'Helmoltz* dont l'axe est celui de la sonde. Cette bobine de compensation est parcourue par un courant i qui crée au centre de la bobine un champ Gi. Suivant le sens et l'intensité de i on crée un champ qui s'oppose au champ ambiant U de la sonde, le courant induit dans le secondaire sera nul lorsque $U = Gi$. Il suffit donc de mesurer les variations de i proportionnelles à celles de U. Cette méthode qui permet de s'assurer que la sonde est dans un champ ambiant nul (sinon apparition dans le secondaire d'un courant de fréquence $2f$) est une méthode de zéro par compensation à l'aide de la bobine d'Helmoltz qui doit créer à chaque instant un champ égal et opposé au champ ambiant.

On peut ainsi avec trois variomètres enregistrer les variations dans le temps de trois composantes du vecteur champ.

Mais le spectre des variations du champ est très étendu. Dans un observatoire standard on mesure généralement les variations lentes de 1 minute à la semaine et les variations rapides dues aux effets externes (Soleil, ionosphère) de 1/100 de seconde à une minute. Ces enregistrements se font à l'aide de barres fluxmètres. Ce sont de longues barres de mumétal à l'intérieur de solénoïdes à grand nombre de spires qui jouent le rôle de capteurs. Ces barres sont orientées suivant les axes d'un système de référence (nord-sud ; est-ouest ; vertical).

Le rôle d'un observatoire sera donc d'enregistrer en un lieu donné les variations du vecteur champ. On calera les mesures de variations obtenues par les variomètres à marche lente sur les mesures absolues faites régulièrement de façon à effacer les dérives possibles des appareils de mesures relatives. Les normes internationales consistent à fournir les valeurs minutes des composantes du champ. Celles-ci sont publiées régulièrement dans des catalogues annuels mis à disposition sur Internet[1].

6.2.3 Les mesures spatiales

La complexité du champ magnétique terrestre avec ses composantes internes et externes a conduit les géomagnéticiens à compléter les mesures faites dans les observatoires magnétiques sur terre, sur mer dans les airs par des mesures spatiales. Généralement il s'agit de mesures vectorielles absolues faites à toutes les échelles temporelles possibles.

Les mesures géomagnétiques sur satellites artificiels ont débuté dès les premiers lancements de satellite avec Spoutnik 3 entre mai et juin 1958. Le magnétomètre em-

1. http://obsmag.ipgp.jussieu.fr

barqué un fluxgate (magnétomètre à vanne de flux) donnait des mesures peu précises (±100 nT). Il fut suivi par Cosmos 26 et Cosmos 49 en 1964 et la série de satellites OGO (*Orbiting Geophysical Observatory*). Puis il y eut 6 satellites POGO de 1965 à 1971 qui emportaient à bord des magnétomètres scalaires à pompage optique. Les données recueillies furent utilisées dans le calcul des premiers modèles IGRF (*International Geomagnetic Reference Field*).

Mais toutes ces missions (12 entre 1958 et 1978) n'embarquaient que des magnétomètres scalaires, ce qui ne permet pas de modéliser de façon unique le champ magnétique terrestre (*cf.* nos commentaires sur la non-unicité des modèles en géophysique).

Ce fut en 1979 avec le lancement par la NASA du satellite américain MAGSAT (MAGnetometer SATellite) que l'on put disposer d'une couverture globale homogène et quasi instantanée de mesures vectorielles du champ géomagnétique. Les orbites de ce satellite étaient relativement basses et se sont dégradées assez vite et le programme ne dura que du 30 octobre 1979 au 11 juin 1980 quand MAGSAT se désintégra dans les couches supérieures de l'atmosphère.

À bord un premier magnétomètre scalaire à pompage optique avait une précision de ±1 nT. Un second magnétomètre vectoriel de type vanne de flux donnait une précision meilleure que ±3 nT sur chaque composante. La calibration du magnétomètre vectoriel se faisait par rapport au magnétomètre scalaire absolu.

Le positionnement spatial et temporel du satellite se faisait par les stations terrestres de *suivi* et l'orientation du satellite grâce à une caméra stellaire amagnétique montée solidairement au magnétomètre vectoriel.

Les résultats de la mission furent très nombreux surtout dans le calcul et l'interprétation de plusieurs modèles géomagnétiques. Seule, la courte durée de vie de MAGSAT ne rendit pas possible l'étude de la variation séculaire du champ magnétique terrestre.

On réfléchit donc à la poursuite de ces recherches par satellite et après dix ans d'études en laboratoire on monta un nouveau programme spatial ØRSTED[2], projet international à maîtrise d'œuvre danoise. Le satellite fut lancé le 23 février 1999 (vingt ans après MAGSAT). Le CNES fournit le magnétomètre scalaire construit par le LETI d'une précision de ±0, 3 nT, et le magnétomètre vectoriel à vanne de flux a été construit par les Danois. D'une grande sensibilité il a une précision de ±0, 5 nT. Avec les calibrations effectuées entre les deux magnétomètres le champ est mesuré avec une résolution de 0,2 nT.

Rappelons les définitions de ces termes :

- *Précision* : intervalle d'erreur sur la mesure que l'on doit toujours donner ex. 45253 ± 0, 3 nT

2. D'après le nom du savant danois, Hans Christian Ørsted (1777-1851), pionnier de l'électromagnétisme.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

- *Résolution* : plus petit détail que l'on puisse espérer mesurer. On donne le valeur absolue de l'amplitude.
- *Calibration* : positionnement de l'échelle de mesure par rapport à zéro ou à une valeur donnée d'un repère.

Ce satellite placé sur une orbite plus grande que celle de MAGSAT aura une durée de vie lui permettant de mesurer les variations séculaires du champ magnétique terrestre. Par ailleurs il a bénéficié des progrès en matière de miniaturisation des équipements. Son poids est de 62 kg, celui du magnétomètre scalaire 2,5 kg et celui du magnétomètre vectoriel 2,1 kg. Le dispositif de positionnement du satellite est calé sur le système GPS et l'orientation sur une caméra stellaire.

ØRSTED a été suivi par le satellite germano-américain CHAMP (2000), le satellite argentin SAC-C (2001) … Et en 1997 l'IAGA avait formulé une résolution d'une Décennie internationale de recherche sur le champ Géopotentiel, et tous ces programmes entrent dans ces perspectives.

En 2004 l'Agence Spatiale Européenne a retenu la mission SWARM qui devrait être lancée en 2009. La particularité de cette mission est qu'elle est formée d'une constellation de trois satellites.

L'association des données d'observatoires terrestres et des satellites permet de paramétriser la composante externe due à l'ionosphère dans un modèle de géopotentiel.

D'une façon plus générale, les mesures spatiales permettent d'obtenir une couverture complète dans l'espace et dans le temps du champ magnétique du globe terrestre et d'en séparer les composantes, internes, champ crustal (lié à la structure thermique et minéralogique), champ non dipôle, champ dipôle, et externes liées essentiellement à la présence de l'ionosphère, sa structure et sa variabilité sous l'influence de l'activité solaire.

Notons enfin que ces mesures par satellites ne se limitent pas aux seules mesures du champ magnétique terrestre mais que les sondes spatiales chargées de l'étude des planètes et de leurs satellites emportent également dans leur équipements géophysiques toutes les gammes de magnétomètres possibles.

6.3 LES VARIATIONS DU CHAMP GÉOMAGNÉTIQUE

6.3.1 Les variations temporelles

Le champ géomagnétique varie dans le temps et dans l'espace. Les spectres de ses variations dans le temps et dans l'espace sont très larges.

Commençons par les variations temporelles à partir de séries temporelles d'observations dans un observatoire géomagnétique. Examinons l'évolution au cours du temps du champ géomagnétique que l'on désignera sous le nom de processus $B_0(t)$.

On observe une variation lente et régulière que l'on désigne sous le nom de variation séculaire et que l'on observe après élimination des variations rapides par filtrage. À Chambon-la-Forêt cette évolution décroissante est d'environ 15 nT par an depuis trente ans. Superposées à ces évolutions lentes apparaissent des variations de plus courtes longueurs d'onde que l'on peut isoler par des filtrages convenables de $B_0(t)$. Ces variations s'étendent des pulsations de très faible amplitude et de courte période (1/100 à 1 s) et au bruit radio-électrique. Au-dessus, s'étend un spectre de variations que l'on corrèle facilement aux divers rythmes astronomiques (Soleil, Lune, de quelques heures à la journée, au mois, à l'année et à des cycles plus longs liés à celui des apparitions des taches solaires par exemple, cycle de 11 ans).

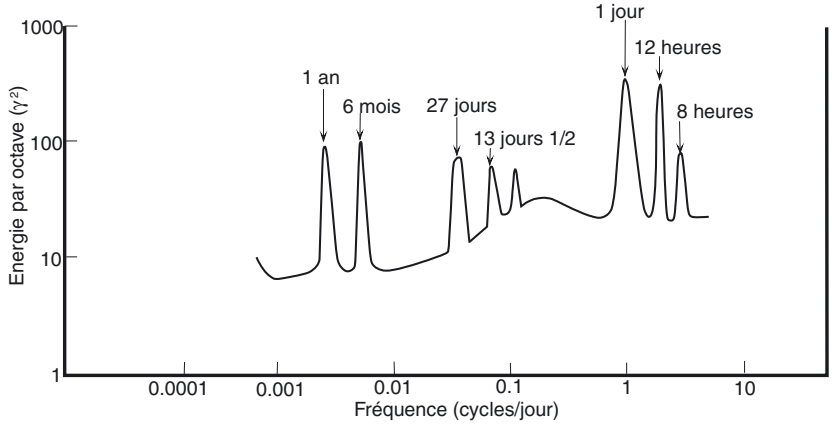


Figure 6.3 – Les variations du champ dans le temps en un point (d'après Alldredge et al. 1963).

Il a été montré que toutes ces variations sont liées à des causes externes. L'ensemble de ces processus constitue ce que l'on appelle le *champ transitoire*. Le géophysicien interne s'intéresse plus particulièrement aux variations du champ liées au processus interne. Ce champ d'origine purement interne est désigné sous le nom de *champ principal*.

Pour l'obtenir il faut en utilisant des filtres convenables débarrasser $B_0(t)$ de ses composantes transitoires. La longueur du support du filtre devrait être égale à la plus longue période des composantes du champ transitoire, soit 11 ans. Pour des raisons de commodité et de rapidité on prend un support de un an et on choisit le filtrage le plus simple, celui de la moyenne courante. Ainsi, on définit le champ moyen $\overline{B_0}(t)$ au point O et à l'instant t qui est la moyenne temporelle de $B_0(t)$ prise sur un intervalle d'une année dont l'instant t est le centre :

$$\overline{B_0}(t) = (1/T) \int_{t-T/2}^{t+T/2} B_0(\tau) \mathrm{d}\tau.$$

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Le spectre de distribution du champ principal à la surface du globe est, comme celui des variations temporelles, extrêmement étendu. Les longueurs d'onde de ces variations spatiales à un même instant t varient de quelques centimètres à 40 000 km. Nous ne nous étendrons pas sur cette analyse spectrale. Nous nous limiterons à la représentation analytique du champ principal à un instant donné.

6.3.2 Représentation analytique du champ géomagnétique

Dans sa première analyse, réalisée en 1839, Gauss avait proposé que l'on pouvait faire une analyse globale du champ en termes de fonctions en harmoniques sphériques et il avait développé son idée en raisonnant sur le potentiel scalaire de ce champ. Ainsi, en dehors de sources locales de champ, entre la surface de la Terre et l'ionosphère, le potentiel géomagnétique s'écrit sous la forme :

$$V(r,\theta,\phi) = a\sum_{n=1}^{n\,\max}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}\sum_{m=0}^{n}(g_n^m\cdot\cos m\phi + h_n^m\cdot\sin m\phi)\cdot P_n^m(\theta)$$

(champ d'origine interne)

$$+a\sum_{n'=1}^{n'\,\max}\left(\frac{r}{a}\right)^{n'}\sum_{m'=0}^{n'}(q_{n'}^{m'}\cdot\cos m'\phi + s_{n'}^{m'}\cdot\sin m'\phi)\cdot P_{n'}^{m'}(\theta)$$

(champ d'origine externe)

avec :

(r,θ,ϕ) : coordonnées géocentriques (fig. 6.2) du point P considéré,

n (resp. n') : degré du développement pour le champ d'origine interne (resp. externe),

m (resp. m') : ordre du développement pour le champ d'origine interne (resp. externe),

a : rayon terrestre moyen,

$P_n^m(\theta)$ (et $P_{n'}^{m'}(\theta)$) : Polynômes associés de Legendre,

g_n^m, h_n^m (et $q_{n'}^{m'}$, $s_{n'}^{m'}$) : Coefficients de Gauss, en nT.

Dans la suite, on ne s'intéressera qu'au champ d'origine interne, également appelé Champ Principal. Le champ B dérive de ce potentiel, et ses 3 composantes (X,Y,Z) peuvent être calculées en tout point $P(r,\theta,\phi)$ par :

$$B = -gradV(r,\theta,\phi)$$

soit :

$$\mathbf{B} = -\nabla V(r,\theta,\phi)\begin{cases} X = \dfrac{1}{r}\cdot\dfrac{\partial V}{\delta\theta} \\ Y = -\dfrac{1}{r.\sin\theta}\cdot\dfrac{\delta V}{\delta\phi} \\ Z = \dfrac{\delta V}{\delta r} \end{cases}$$

Les coefficients de Gauss g_n^m, h_n^m sont calculés par inversion des données acquises dans les observatoires et par satellite. On obtient ainsi un modèle de champ principal s'approchant au mieux du champ observé. Ce champ modèle de référence est adopté tous les 5 ans par la communauté internationale sous le nom de Champ Géomagnétique International de Référence ou IGRF *(pour International Geomagnetic Reference Field)*. Les séries de coefficients g_n^m, h_n^m constituant l'IGRF sont disponibles tous les 5 ans jusqu'au degré $n = 10$, de 1900 à 1995, et $n = 13$ depuis 2000. Ci-dessous est présentée une partie des coefficients de l'IGRF 2010 (Table 6.1), avec la prédiction de leur variation temporelle g_m^n, h_m^n en nT/an :

Tableau 6.1 – Extrait de l'IGRF 2010 ; g_m^n, h_m^n : coe cients de Gauss ; $\dot{g}_m^n$, $\dot{h}_m^n$: variation temporelle pour les 5 années suivantes.

n	m	g_m^n (nT)	h_m^n (nT)	$\dot{g}_m^n$ (nT/an)	$\dot{h}_m^n$ (nT/an)
1	0	– 29496.5	-	11.4	-
1	1	– 1585.9	4945.1	16.7	– 28.8
2	0	– 2396.6	-	– 11.3	-
2	1	3026.0	– 2707.7	– 3.9	– 23.0
2	2	1668.6	– 575.4	2.7	– 12.9
3	0	1339.7	-	1.3	-
3	1	– 2305.8	– 160.5	– 3.9	8.6
3	2	1231.7	251.7	– 2.9	– 2.9
3	3	634.2	– 536.8	– 8.1	– 2.1
4	0	912.6	-	– 1.4	-
4	1	809.0	286.4	2.0	0.4
4	2	166.6	– 211.2	– 8.9	3.2
4	3	– 357.1	164.4	4.4	3.6
4	4	89.7	– 309.2	– 2.3	– 0.8
.	.	.	.	.	.
8	0	24.3	-	– 0.1	-
		.	.	.	.
10	0	– 2.0	-	0.0	-
.	.	.	.	.	.
13	11	0.4	– 0.2	0.0	0.0
13	12	– 0.3	– 0.5	0.0	0.0
13	13	– 0.3	– 0.8	0.0	0.0

On constate que le tout premier terme, g_0^1, domine nettement tous les autres, avec une intensité de l'ordre de 30 000 nT. Puis les valeurs de g_m^n et h_m^n décroissent rapidement à quelques milliers puis quelques centaines de nT et dès le degré $n = 4$ n'atteignent plus que quelques dizaines de nT, tendant vers 0 pour les degrés les

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

plus élevés. Cela exprime la nature principalement dipolaire du champ magnétique terrestre, analysée ci-dessous.

6.3.3 Morphologie du Champ Principal

- **L'IGRF : Modèle du Champ Principal**

Les équations données ci-dessus permettent de décrire la morphologie du champ magnétique terrestre qui se rapproche le plus du champ observé dans les observatoires et par les satellites à un instant (i.e. *une année*) donné (fig. 6.4). Les principales observations sont les suivantes.

Concernant l'Inclinaison (fig. 6.4b), on constate que (i) celle-ci est horizontale ($I = 0°$, équateur géomagnétique) suivant une courbe plus ou moins parallèle à l'équateur géographique, et (ii) elle croît positivement ($I > 0°$, vers le bas, *cf.* § 6.1.2) dans l'hémisphère nord et négativement ($I < 0°$, vers le haut) dans l'hémisphère sud, jusqu'à des valeurs supérieures à $\pm 80°$ à proximité des pôles géographiques nord et sud respectivement.

Les variations de l'intensité totale du champ magnétique F (fig. 6.4c) sont moins régulières que celles de l'inclinaison. Cependant on constate aussi une corrélation avec la latitude : alors que cette intensité est de l'ordre de ~20 à 40 000 nT en zone équatoriale, elle peut être supérieure à 60 000 nT dans les zones polaires, ce qui représente une variation d'intensité allant du simple au double entre équateur et pôles.

Les courbes de Déclinaison D (fig. 6.4a) montrent une figure plus complexe. Dans l'ensemble, cependant, on peut noter que dans une large bande de latitude, de ~60°S à 60°N, cette déclinaison est généralement comprise entre – 20°(W) et +20°(E), alors qu'elle devient beaucoup plus importante et dispersée à proximité des pôles. Cela signifie qu'en moyenne, le champ magnétique pointe vers le Nord (à ±20° près) sur la majorité de la surface du Globe. On note ensuite que les lignes d'égale déclinaison convergent vers les centres d'inclinaison et d'intensité maximum, ce qui définit les *pôles magnétiques*[3], lieux où (i) l'inclinaison I est verticale, (ii) l'intensité totale F est maximum, (iii) l'intensité horizontale H est nulle, et (iv) la déclinaison D est indéfinie.

L'ensemble de ces observations peut être illustré par les variations de la valeur de D, I et F le long de longitudes pré-déterminées (90°W et 120°E) du Pôle Nord (PN : $\lambda = 90°$) au Pôle Sud (PS : $\lambda = -90°$), illustré Figure 6.5 (courbes noires continues). On y retrouve les principales caractéristiques décrites ci-dessus.

3. La position du pôle Nord magnétique, lieu où $I = 90°$, dérive lentement dans l'Arctique canadien. La Commission Géologique du Canada suit cette dérive grâce aux levés magnétiques effectués périodiquement pour établir la position du pôle. En 2005 il se situait à 82.7°N, 114.4°W, et dérivait vers le nord-ouest à environ 50 km/an.

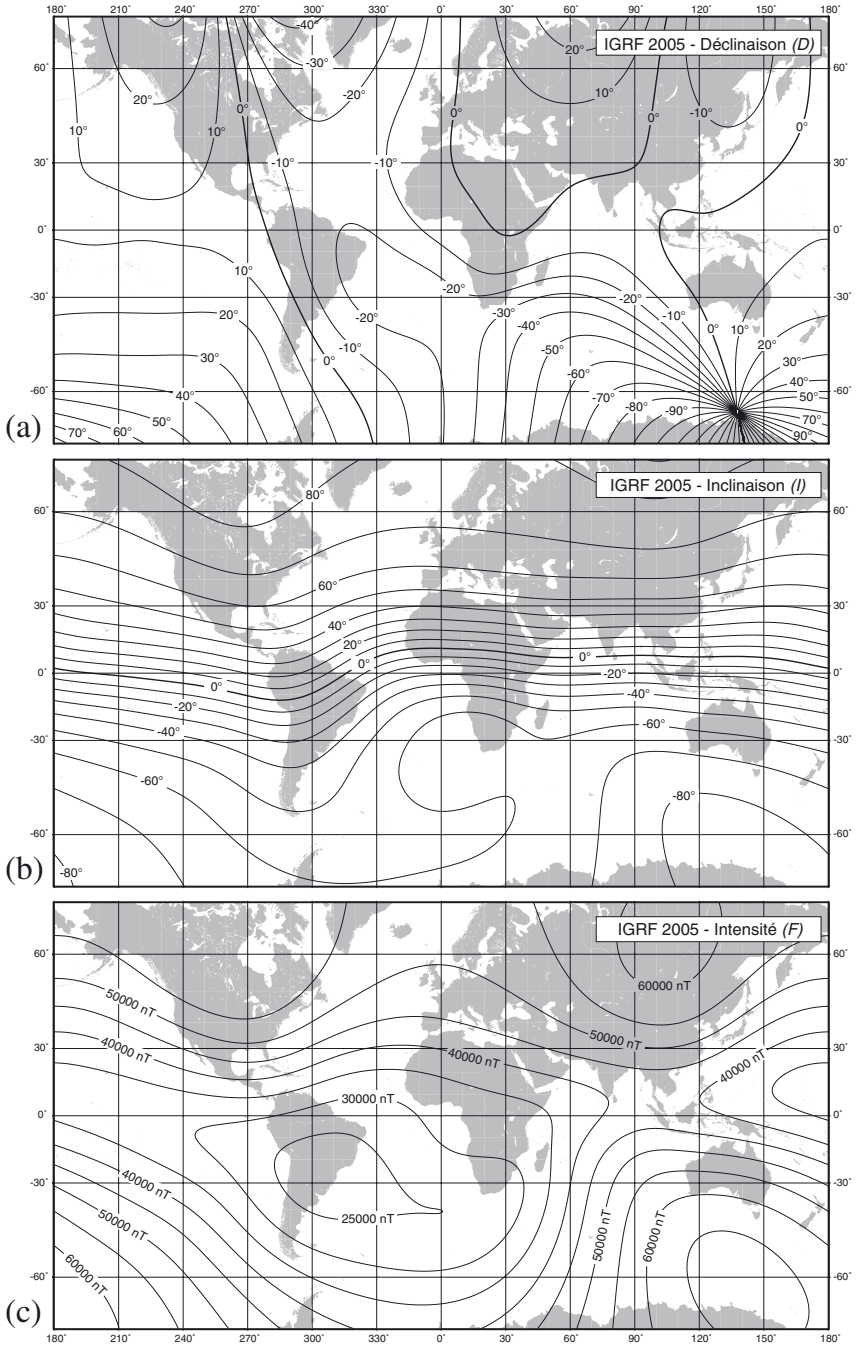


Figure 6.4 – Le Champ Principal : carte des isovaleurs (a) de la Déclinaison (*D*), (b) de l'Inclinaison (*I*) et (c) de l'Intensité (*F*) du champ de l'IGRF 2005, à l'ordre *n* = 13.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

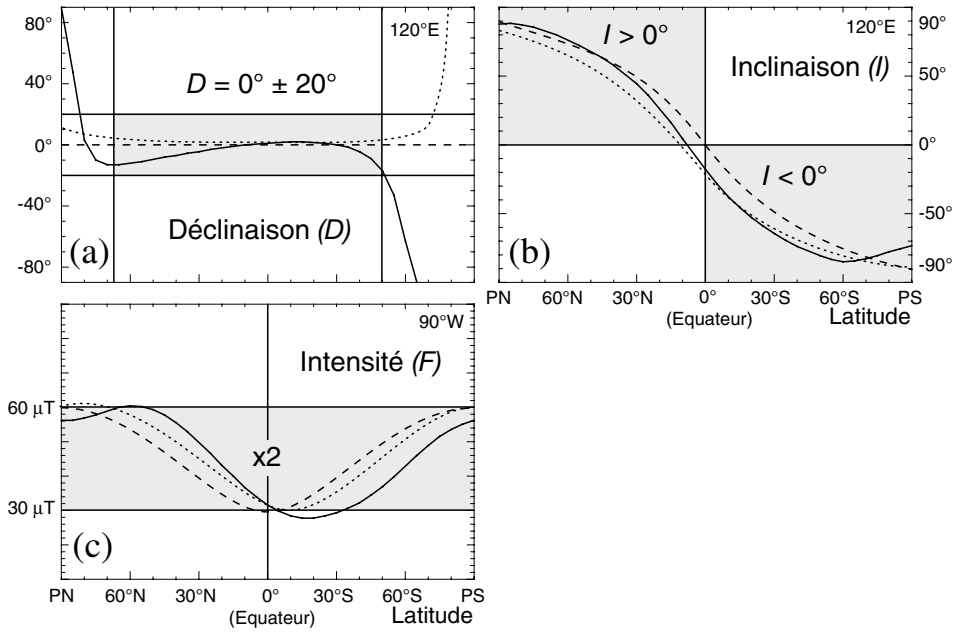


Figure 6.5 – Variations des valeurs de (a) *D*, (b) *I* et (c) *F* le long des longitudes 90°W ou 120°E en fonction de la latitude pour l'IGRF1995 au degré *n* = 10 (courbes continues), pour le Dipôle Centré (en pointillés) et pour le Dipôle Axial Centré (en tiretés). Les zones grisées soulignent les domaines de variation de ces éléments du champ ; PN (PS) : pôle nord (sud).

Deux conclusions majeures sont atteintes ici : (1) les variations des éléments du champ se font sur une longueur d'onde de l'ordre de la circonférence terrestre : le champ magnétique principal prend donc son origine au point le plus éloigné vers le bas de tout point à la surface de la Terre, soit au centre de la Terre, dans le noyau terrestre ; (2) la géométrie du champ principal, telle qu'elle vient d'être décrite, est très proche de la géométrie du champ magnétique d'un barreau aimanté présentant un pôle positif (+) et un pôle négatif (–), soit un *dipôle magnétique,* situé au centre de la Terre et plus ou moins aligné avec son axe de rotation. D'où la conclusion majeure, mise en évidence par Gilbert dans son traité *De Magnete* dès 1600, et confirmée par Gauss en 1839, qui élabore l'analyse mathématique du champ principal en harmoniques sphériques, de *la nature dipolaire du champ géomagnétique*.

- **Un modèle très simplifié : le dipôle Axial Centré**

Tout se passe donc comme si un aimant se situait au centre de la Terre. Le modèle le plus simple à envisager de prime abord est celui d'un barreau aimanté aligné suivant l'axe de rotation de la Terre : le *Dipôle Axial Centré* (fig. 6.6).

Ce modèle correspond au développement de degré $n = 1$ et de d'ordre $m = 0$ dans l'expression du potentiel $V(r, \theta, \phi)$ en harmoniques sphériques donné ci-dessus

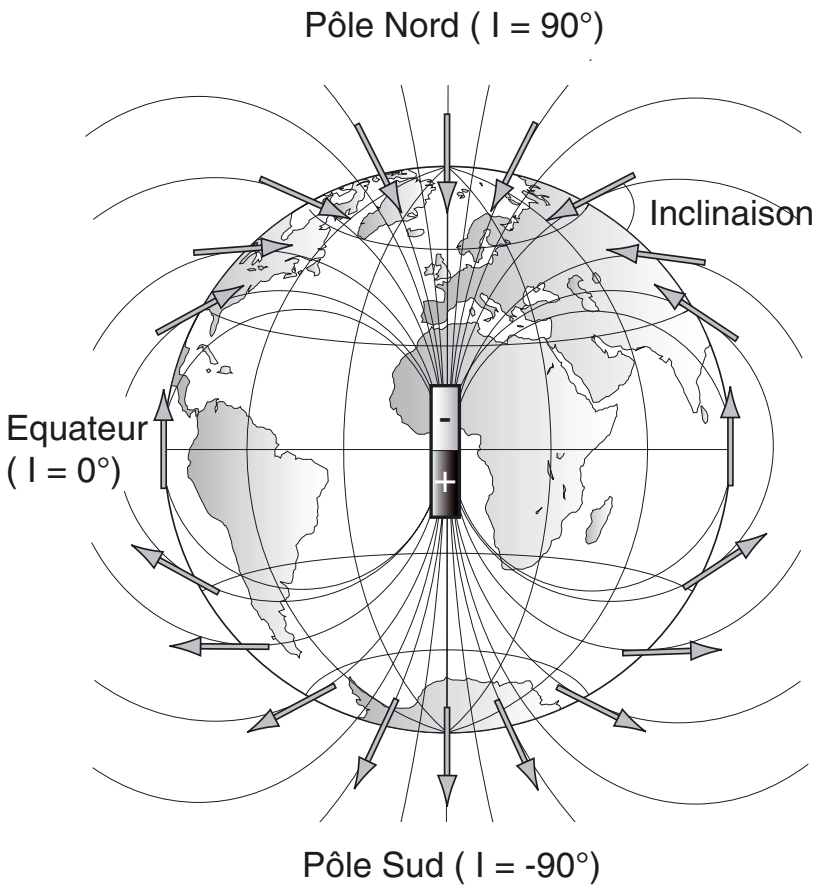


Figure 6.6 – Schéma du champ magnétique engendré en surface (flèches grises) par la présence d'un aimant situé au centre de la Terre suivant son axe de rotation : le *Dipôle Axial Centré*. Noter que le pôle nord géographique correspond au pôle (–), ou sud, du barreau aimanté, et réciproquement.

(§ 6.1.3). Dans ce cas de figure, le polynôme de Legendre étant $P_1^0(\theta) = 1$, le potentiel géomagnétique s'écrit :

$$V(r, \theta, \phi) = \frac{a^3}{r^2} g_1^0 \cdot \cos\theta$$

Et les composantes du champ magnétique en tout point P à l'extérieur du Globe s'écrivent (*cf.* § 6.1.3) :

$$B = -\nabla V(r, \theta, \phi) = \begin{cases} X = -\dfrac{a^3}{r^3} g_1^0 \cdot \sin\theta \\ Y = 0 \\ Z = -2 \cdot \dfrac{a^3}{r^3} g_1^0 \cdot \cos\theta \end{cases}$$

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Bien que très simplifié, on retrouve dans ce modèle les grands traits caractéristiques de la morphologie du champ principal :

– Le champ magnétique pointe vers le Nord géographique, avec une déclinaison nulle sur toute la surface du Globe.

– Le champ est horizontal ($I = 0°$) à l'équateur, il pointe vers le bas ($I > 0°$) dans l'hémisphère Nord, et vers le haut ($I < 0°$) dans l'hémisphère Sud. Dans ce modèle, les pôles géographiques et magnétiques (N et S, respectivement) sont confondus (fig. 6.6).

– L'intensité F est strictement 2 fois plus grande aux pôles qu'à l'équateur.

Ces propriétés sont illustrées par les courbes tiretées de la Figure 6.5, et le lecteur peut utilement se reporter aux questions de l'exercice 2 pour une démonstration de ces observations. Au total, le champ du dipôle axial centré reflète donc environ 90 % des caractéristiques du champ principal.

Bien qu'il reflète les traits de la morphologie du champ principal à ~90 %, le champ du dipôle axial centré comporte des simplifications importantes, parmi lesquelles (i) une déclinaison nulle ($D = 0°$) uniformément sur le Globe, (ii) des pôles magnétiques et géographiques exactement confondus, (iii) une intensité F exactement double de celle de l'équateur aux pôles, (iv) une inclinaison magnétique exactement nulle ($I = 0°$) le long de l'équateur, entre autres. Nous verrons que bien que simplificateur, ce modèle constitue une des hypothèses de base de la discipline d'étude du magnétisme ancien, *le Paléomagnétisme* (*cf.* § 6.4).

En remarque finale, et comme il est développé plus loin (*cf.* § 6.5.2 et § 6.5.3), il faut dès à présent noter que le champ du dipôle est susceptible de s'inverser. Tout se passe comme si le barreau aimanté basculait de 180° : le champ magnétique pointe alors vers le sud géographique ($D = 180°$), il pointe vers le haut ($I < 0°$) dans l'hémisphère Nord, et vers le bas ($I > 0°$) dans l'hémisphère Sud ; les relations entre intensité F aux pôles et à l'équateur restent inchangées. On parle alors de *polarité inverse* du champ, par opposition à la polarité actuelle, définie comme *normale*.

• **Un modèle simple mais plus proche : le Dipôle Centré**

Une meilleure approximation de la morphologie du champ est fournie par le développement en harmoniques sphériques de degré $n = 1$ et d'ordre $m = 1$ du potentiel géomagnétique $V(r, \theta, \phi)$. On écrit donc, avec $P_1^0(\theta) = 0$ et $P_1^1(\theta) = \sin\theta$:

$$V(r, \theta, \phi) = \frac{a^3}{r^2} \cdot (g_1^0 \cos\theta + g_1^1 \cos\phi \cdot \sin\theta + h_1^1 \sin\phi \cdot \sin\theta)$$

Ce modèle correspond toujours à un dipôle magnétique situé au centre de la Terre, mais qui n'est plus aligné sur l'axe de rotation de celle-ci, le *Dipôle Centré* (fig. 6.7).

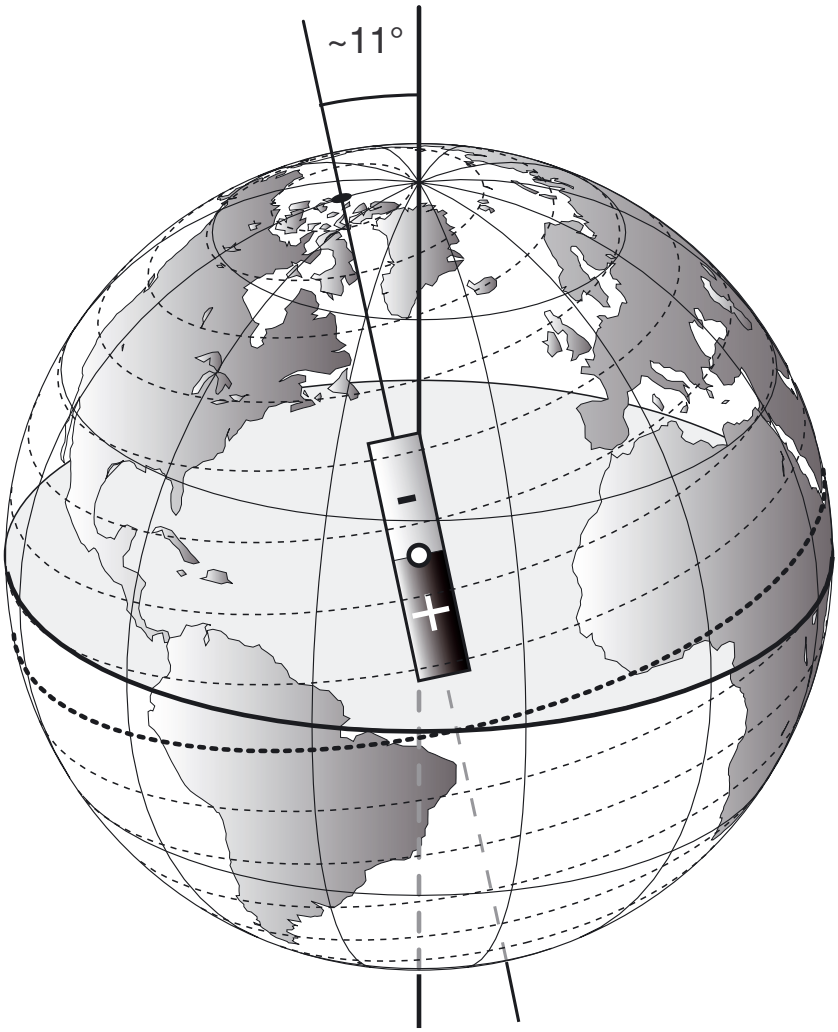


Figure 6.7 – Le Dipôle Centré : 95 % du champ magnétique terrestre peut être modélisé par le champ d'un dipôle magnétique situé au centre de la Terre, et présentant un angle de l'ordre de ~11° avec son axe de rotation. Les lignes pointillées représentent des lignes d'égale inclinaison ou des lignes d'égale intensité du champ, par exemple, soulignant la symétrie de ce champ modèle.

On remarque certaines améliorations par rapport au modèle précédent, avec en particulier un écart entre pôle géographique et pôle géomagnétique, et de manière similaire, un écart entre équateur géomagnétique et équateur géographique. Les éléments *(D, I, F)* de ce champ sont illustrés par les courbes pointillées de la Figure 6.5. On

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

y constate un meilleur ajustement de ces courbes à celles du champ total, quoique certaines différences subsistent visiblement.

On voit donc qu'en développant l'expression du potentiel géomagnétique $V(r, \theta, \phi)$ à l'ordre 1, on décrit à plus de 95 % les caractéristiques du champ magnétique terrestre, et l'on retiendra que *le champ magnétique terrestre présente une morphologie principalement dipolaire*. Tous les ordres supérieurs de l'IGRF, de $n = 2$ à $n = 13$, représentent ce que l'on appelle le *champ non dipolaire*, et permettent d'ajuster au mieux les modèles de champ au champ magnétique observé (fig. 6.4).

6.4 Aimantation, archéomagnétisme, paléomagnétisme

Lorsqu'elles sont soumises à un champ magnétique, les roches constituant la croûte terrestre sont susceptibles d'acquérir 2 types d'aimantation : (1) d'une part une *aimantation induite*, proportionnelle au champ inducteur, fonction de sa susceptibilité (voir début de ce chapitre) ; cette aimantation disparaît lorsque l'on supprime le champ magnétique. (2) d'autre part, certains minéraux ont la capacité de mémoriser une aimantation parallèle au champ inducteur au moment de la formation des roches, et de garder cette mémoire magnétique au travers des temps géologiques ; on parle alors d'aimantation rémanente. Ainsi, les matériaux constituants la croûte terrestre ont la capacité de porter ces 2 aimantations simultanément, et deviennent à leur tour des sources de champ magnétique se superposant au champ principal tel qu'il a été décrit ci-dessus (*cf.* § 6.3). Elles génèrent ainsi des anomalies du champ mesuré en surface, ce champ d'anomalie, dit aussi *champ crustal*, sera détaillé au paragraphe § 6.5.

Concernant l'aimantation rémanente, il faut tout d'abord noter que, plongée dans un champ magnétique, la matière présente 3 types de comportements différents :

1. Le *diamagnétisme* : dans ce cas, le corps prend une aimantation en sens inverse du champ appliqué. La plupart des corps solides, liquides et gazeux sont diamagnétiques : l'eau, l'air, la silice, la calcite ...
2. Le *paramagnétisme* : il concerne des corps contenant des atomes ou des ions de fer. Ils prennent une aimantation positive dans le sens du champ magnétique dans lequel ils sont plongés. Cette aimantation est faible et elle est proportionnelle au champ appliqué. Elle diminue avec la température et devient nulle quand le champ est interrompu.
3. Le *ferromagnétisme* : cette aimantation est beaucoup plus forte que dans les deux cas précédents et elle se poursuit quand on a supprimé le champ ambiant (rémanence). Ces corps enregistrent l'histoire magnétique antérieure. Lorsqu'on chauffe ces corps, ils perdent cette aimantation au-dessus d'une certaine

température que l'on appelle *température de Curie* (ou point de Curie). Les corps ferromagnétiques sont le fer, les aciers, des oxydes de fer, tels la magnétite, l'hématite, la titanomagnétite, ou les sulfures et l'hydroxyde de fer. La température de Curie du fer est 770 °C, celle de la magnétite 585 °C et celle de l'hématite 675 °C. Dans les roches constituant la croûte terrestre ce sont les minéraux magnétiques naturels qui jouent un grand rôle dans l'aimantation des roches. Il s'agit essentiellement des titano-magnétites $Fe_3O_4 - Fe_2Ti\,O_4$ et des titano-ilménites $Fe_2O_3 - Fe\,TiO_3$.

6.4.1 Les différentes formes d'aimantation rémanente

Lorsqu'une roche, ou un matériau artificiel archéologique (un *artefact*) comme les poteries ou les briques de fours, acquièrent une aimantation, celle-ci est parallèle avec le champ magnétique ambiant au moment de leur formation. Suivant le processus de formation des roches (effusives, sédimentaires.) ou de ces matériaux, on distingue plusieurs types d'aimantation rémanente qu'elles sont susceptibles de porter :

a) L'aimantation thermorémanente (ATR)

Lorsqu'une roche chauffée à une température supérieure aux points de Curie de ses constituants est refroidie jusqu'à la température ordinaire, elle prend une aimantation parallèle et de même sens que le champ existant et on la nomme *aimantation thermorémanente*. Il s'agit d'une aimantation forte et stable proportionnelle au champ ambiant. Cette ATR est détruite si l'on chauffe à la température des points de Curie et si l'on refroidit en champ nul. Toutes les roches effusives basiques, et en particulier celles du plancher océanique mondial et des coulées volcaniques de type point chaud, acquièrent une ATR au moment de leur refroidissement. Les poteries et briques portent également une aimantation rémanente de type ATR.

b) L'aimantation thermorémanente partielle (ATRp)

Cette propriété mise en évidence par Thellier (1959), s'observe lorsqu'on refroidit entre les températures T_1 et T_2, inférieure à la température de Curie T_C, une roche plaçée dans un champ $\boldsymbol{B}$. Elle acquiert une aimantation thermorémanente partielle (ATRp) plus petite que l'ATR mais de propriétés identiques. L'une de ces propriétés est la loi d'additivité. La somme des ATRp dans le même champ $\boldsymbol{B}$ entre T_1 et T_2 et entre T_2 et T_3 est égale à l'ATRp acquise par l'échantillon dans le champ $\boldsymbol{B}$ entre T_1 et T_3. Par ailleurs, un réchauffement à la température T suivi d'un refroidissement en champ nul n'efface que les ATRp acquises à des températures inférieures à T.

Ainsi, on peut dire que les ATR et ATRp des éléments constitutifs de la roche (on parle des grains) gardent en mémoire la température à laquelle ils ont acquis leur ai-

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

mantation. Les techniques de l'archéomagnétisme et du paléomagnétisme exploitent ces propriétés de mémoire magnétique.

c) L'aimantation rémanente détritique (ARD)

Ce type d'aimantation apparaît dans des sédiments lacustres ou marins lorsque les particules magnétiques formant une petite partie des sédiments se sont orientés dans leur chute sur le fond comme autant de petits doublets magnétiques orientés suivant la direction du champ régnant au moment du dépôt. Fossilisés suivant cette direction ils donnent à la roche sédimentaire une aimantation suivant la direction du champ au moment de sa formation.

d) L'aimantation rémanente chimique (ARC)

Elle est liée au phénomène de la *diagénèse*, terme qui désigne l'ensemble des modifications physiques et chimiques subies par une roche pendant son existence. Ces modifications peuvent provoquer l'apparition de minéraux magnétiques qui garderont l'aimantation du champ dans lequel ils sont placés au moment de leur formation. Il en résulte une aimantation propre de cette roche qui correspond à ces transformations chimiques.

e) L'aimantation rémanente isotherme (ARI)

Elle s'observe lorsque l'on applique un champ magnétique fort pendant un temps court (de quelques secondes à quelques minutes à la température ordinaire). C'est ce que l'on observe dans la nature lors d'un coup de foudre sur un affleurement rocheux pendant lequel les courants électriques importants produisent un champ intense de courte durée. Cette aimantation à champ égal est beaucoup plus faible que l'ATR correspondante. L'ARI n'est pas stable et elle diminue proportionnellement au logarithme du temps.

f) L'aimantation rémanente visqueuse (ARV)

Elle prend naissance lentement à la température ordinaire en présence d'un champ magnétique faible, comme le champ géomagnétique. Dans un champ nul cette aimantation décroît lentement. On l'efface aisément par une chauffe modérée de 100 °C à 150 °C.

Il existe d'autres formes d'aimantation dont les plus courantes sont l'*aimantation anhystérétique* (ARA) produite par l'action conjointe d'un champ alternatif fort et d'un champ continu faible et l'*aimantation piézorémanente* (APR) résultant de l'action simultanée d'un champ et d'une contrainte. Ces aimantations sont en général

artificielles, produites en laboratoire, pour contraindre les connaissances en magnétisme des roches.

6.4.2 L'archéomagnétisme et le paléomagnétisme

L'analyse en laboratoire des aimantations rémanentes naturelles, constituée en particulier de méthodes de désaimantation progressive thermique ou par champ alternatif, permet donc de remonter à la direction (Déclinaison, Inclinaison, *cf.* § 6.1.2) du champ magnétique régnant sur le site où l'on a échantillonné ces matériaux (naturels ou artificiels), au temps de leur formation. Cela fournit deux des trois éléments du champ. Lorsque les conditions sont favorables (minéralogie magnétique simple, absence d'altération.), il est également possible de retrouver le troisième élément : l'intensité F du champ. La détermination de la paléointensité du champ repose sur la propriété d'additivité des ATRp qui a été mentionnée plus haut.

- **L'archéomagnétisme**

Cette discipline de la recherche s'appelle, au sens large, le *paléomagnétisme*. Lorsqu'elle s'intéresse aux artefacts archéologiques (poteries, tuiles, briques. . .), on parle d'*archéomagnétisme*. L'apport de l'archéomagnétisme à la caractérisation des variations temporelles du champ magnétique terrestre est majeur. En effet, cette discipline permet de caractériser l'orientation, et parfois l'intensité, du champ magnétique, principalement grâce à l'ATR acquise par ces objets au cours de leur refroidissement après cuisson. Connaissant l'âge de fabrication de ces artefacts, obtenu par des méthodes plus classiques de l'archéologie, on peut ainsi tracer l'évolution de la direction du champ magnétique en un lieu, ou une région (à l'échelle, par exemple, de la France) au cours des siècles passés. Sur la Figure 6.8 sont reportés deux graphiques de cette évolution du couple (D, I) du champ magnétique en Europe.

La Figure 6.8(a) reporte les mesures effectuées en laboratoire, dans les observatoires magnétiques français (région de Paris) et anglais (région de Londres) depuis l'année 1700 jusqu'à nos jours. À l'échelle de 3 siècles, on constate une dérive continue du champ magnétique, similaire, mais non identique, entre Paris et Londres. Cette dérive d'échelle séculaire du champ magnétique porte le nom de *variation paleo-séculaire* (ou variation séculaire) du champ. Sur la Fig. 6.8(b) la courbe de variation séculaire obtenue en observatoire à Paris est complétée, jusqu'à 950 av. Jésus-Christ, grâce aux études archéomagnétiques effectuées sur des artefacts prélevés en France. On observe une trajectoire assez erratique de la direction du champ magnétique, mais il est important de noter que, sur les 3 derniers millénaires, cette dérive de ± 20° se fait autour de la direction du champ du dipôle axial centré ($D = 0°$, $I = 66.4°$, voir Exercice 2 en fin de ce chapitre), représenté par l'étoile blanche sur la Figure 6.8(b). On détaillera l'importance de cette observation, à la base de l'hypothèse fondatrice du paléomagnétisme, au prochain paragraphe.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

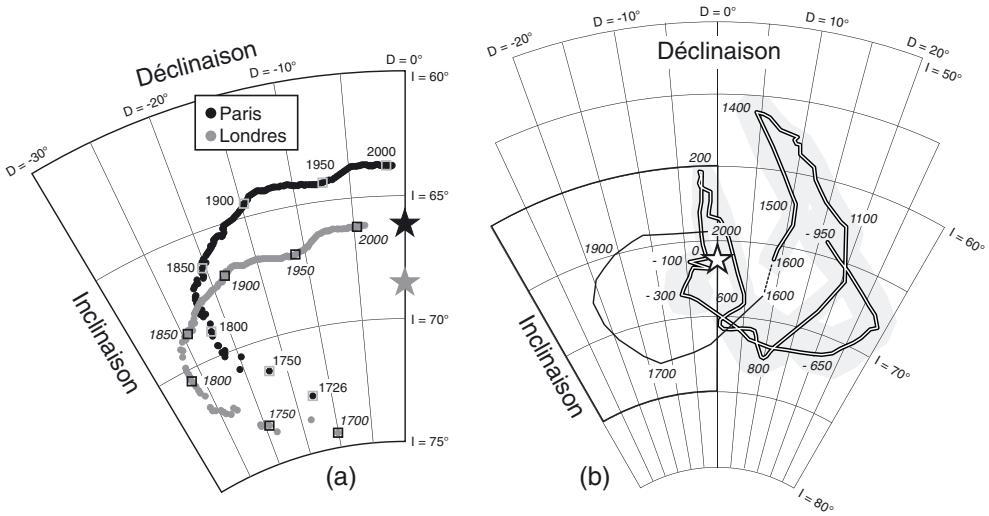


Figure 6.8 – Variation séculaire : évolution de la direction (Déclinaison, Inclinaison) du champ magnétique (a) de ~1700 à nos jours, tel qu'il a été mesuré dans les observatoires à Paris (points noirs) et à Londres (points gris), et (b) déterminé sur les 3 derniers millénaires par des études archéomagnétiques de ~950a av. Jésus-Christ (– 950) à 1600 de notre ère (courbe noire et blanche) et les relevés d'observatoires de 1600 à nos jours (courbe noire), en France.

Les étoiles en représentent la direction du champ magnétique du Dipôle Axial Centré (a) à Londres (gris) et à Paris (noir) et (b) à Paris, de nos jours.

Une deuxième observation doit être faite ici : la relative lenteur de la variation séculaire, qui ne tend à s'équilibrer autour d'une direction moyenne proche de celle du dipôle que sur plusieurs millénaires, démontre l'origine interne de cette variation temporelle, en relation avec les irrégularités du fonctionnement de la dynamo terrestre, dans le noyau externe de la Terre, par opposition à l'origine externe des variations temporelles décrites plus haut (*cf.* § 6.3.1). Ce bref exposé souligne l'importance de l'archéomagnétisme pour la description et la caractérisation de la variation séculaire du champ magnétique. Soulignons pour conclure ce bref exposé, qu'à partir du moment où une courbe de variation séculaire du champ en un lieu donné, telle que celle de la Figure 6.8(b), est établie avec suffisamment de précision, la confrontation de résultats expérimentaux peut aider à dater des échantillons sur lesquels existeraient un doute ou une ambiguïté. L'archéomagnétisme fournit donc un outil complémentaire dit de *datation archéomagnétique*.

- **Le paléomagnétisme**

L'étude de l'aimantation rémanente portée par les roches de la croûte constitue donc la discipline du paléomagnétisme. On réalise immédiatement que l'échelle de temps

est différente de celle de l'archéomagnétisme, où l'on passe d'une échelle de temps de quelques millénaires à l'échelle des temps géologiques dont la dimension caractéristique est le Million d'Années (Ma). On a également vu qu'une mesure ponctuelle et instantanée du champ magnétique en un lieu donné (observatoire, satellite, artefacts archéologiques…) fournit un vecteur champ magnétique proche, mais non confondu avec celui du modèle simple du dipôle axial centré. Mais de ce qui précède, la variation séculaire tend à s'effectuer autour de la direction de ce modèle en un lieu donné. On en arrive ainsi à l'hypothèse *de base du paléomagnétisme* : on peut supposer que la direction moyenne d'aimantation rémanente mesurée sur un lot suffisant d'échantillons de roches, dont la formation s'est étalée sur un temps suffisamment long, tendra à moyenner la variation séculaire et fournira la direction du champ du dipôle axial centré au lieu d'échantillonnage. Cette hypothèse, connue sous le nom d'hypothèse *du dipôle axial centré (DAC) en paléomagnétisme*, a plusieurs conséquences importantes :

– La question du « temps suffisamment long » et du « nombre suffisant d'échantillons » n'est pas fixée de manière absolue, mais elle définit la stratégie d'échantillonnage des roches : lorsque l'on veut établir la direction moyenne du champ magnétique d'un lieu donné, pour un âge géologique donné, il est nécessaire d'échantillonner la formation géologique choisie en plusieurs localités (sites) d'une même région, et de prélever plusieurs échantillons de roches sur chaque site. Le paléomagnétisme est donc une méthode statistique. Suivant les objectifs poursuivis, un plan d'échantillonnage peut conduire à prélever une dizaine d'échantillons en une à quelques dizaines de sites. On espère ainsi, sur la base de quelques centaines d'échantillons de roches, avoir prélevé au minimum 0.1 à 1 Ma d'histoire de la formation de la roche, et obtenir une direction moyenne d'aimantation rémanente qui se rapproche au mieux de la direction du dipôle axial centré pour l'époque géologique considérée.

– On a vu plus haut (*cf.* § 6.3.2, voir aussi Exercice 2, en fin de chapitre) que la morphologie du champ du *DAC* est assez simple et peut se résumer en 2 observations : (1) $D = 0°$, le vecteur champ pointe vers le nord géographique, et (2) Inclinaison I du champ et latitude λ (ou colatitude θ) du point d'observation sont simplement reliés par l'expression :

$$\tan I = 2\text{cotan}\theta = 2\tan\lambda$$

Si au moment de sa formation la roche mémorise, la direction de ce champ, la mesure de (Dm, Im), Déclinaison et Inclinaison de l'aimantation rémanente moyenne mesurées aujourd'hui, permet donc de définir la direction de ce pôle par rapport au lieu considéré (Dm) et de calculer sa distance au pôle (θ, via Im) pour un âge donné. On peut donc définir la position du pôle nord (ou sud) de l'époque par rapport au lieu échantillonné et déterminer la position actuelle de ce pôle nord mémorisé dans

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

la roche, qui porte le nom de *pôle géomagnétique virtuel (PGV).* Ici, le lecteur intéressé pourra se reporter à l'Annexe du présent ouvrage, où le calcul de la position d'un PGV est développé et illustré, dans le cadre des applications de la trigonométrie sphérique. Une application numérique est proposée exercice 3.

Pour la majorité des plaques lithosphériques, des données paléomagnétiques ont été acquises sur une large gamme d'âges géologiques. On constate que pour une plaque donnée, la position des PGV n'est pas stable, mais dérive plus ou moins régulièrement au cours des temps géologiques. Ainsi, les PGV décrivent de véritables trajectoires que l'on nomme *Chemin de Dérive Apparente des Pôles* ou CDAP. Il ne s'agit bien sur pas d'une dérive réelle de ces pôles, mais d'une dérive apparente, due au déplacement tectonique des plaques lithosphériques. Une illustration est donnée Figure 6.9, avec la plaque indienne pour exemple.

On a donc, par le biais de l'acquisition d'aimantation rémanente par les roches un enregistrement de la paléoposition du bloc lithosphérique auquel appartient la formation géologique étudiée en fonction de son âge géologique. En ramenant, par un jeu de rotations successives, le PGV sur le pôle géographique, on est donc capable de reconstruire cette paléoposition en terme de paleolatitude de l'endroit étudié, et d'orientation du bloc par rapport au nord (ou au sud) à un âge donné. Une limitation importante apparaît ici : La longitude ϕ n'apparaît pas dans l'expression du champ du dipôle ($D = 0°$). De ce fait, *la reconstruction n'est pas contrainte en longitude*, pour laquelle la méthode laisse une indétermination (Fig. 6.10). Seuls des arguments autres (présence d'autres blocs lithosphériques à proximité, par exemple) pourront complètement définir la paléoposition de ceux-ci.

Pour conclure cet exposé très général de la méthode paléomagnétique, il faut souligner que le paléomagnétisme, de par ses capacités de reconstructions paléogéographiques, est un outil de premier plan dans la compréhension et la caractérisation des déplacements continentaux induits par la tectonique des plaques.

6.5 Les anomalies magnétiques et leur interprétation

Les développements qui précèdent ont montré qu'à partir des données des observatoires on pouvait établir une représentation analytique du champ géomagnétique sur le globe terrestre. Ce qui signifie qu'en tout point du globe on peut calculer à partir de la latitude de la longitude et de l'altitude du point une valeur théorique du champ en ce point à un instant donné. Cette valeur théorique (vectorielle) nous est donnée par les développements en harmoniques sphériques du potentiel géomagnétique que nous avons donné plus haut.

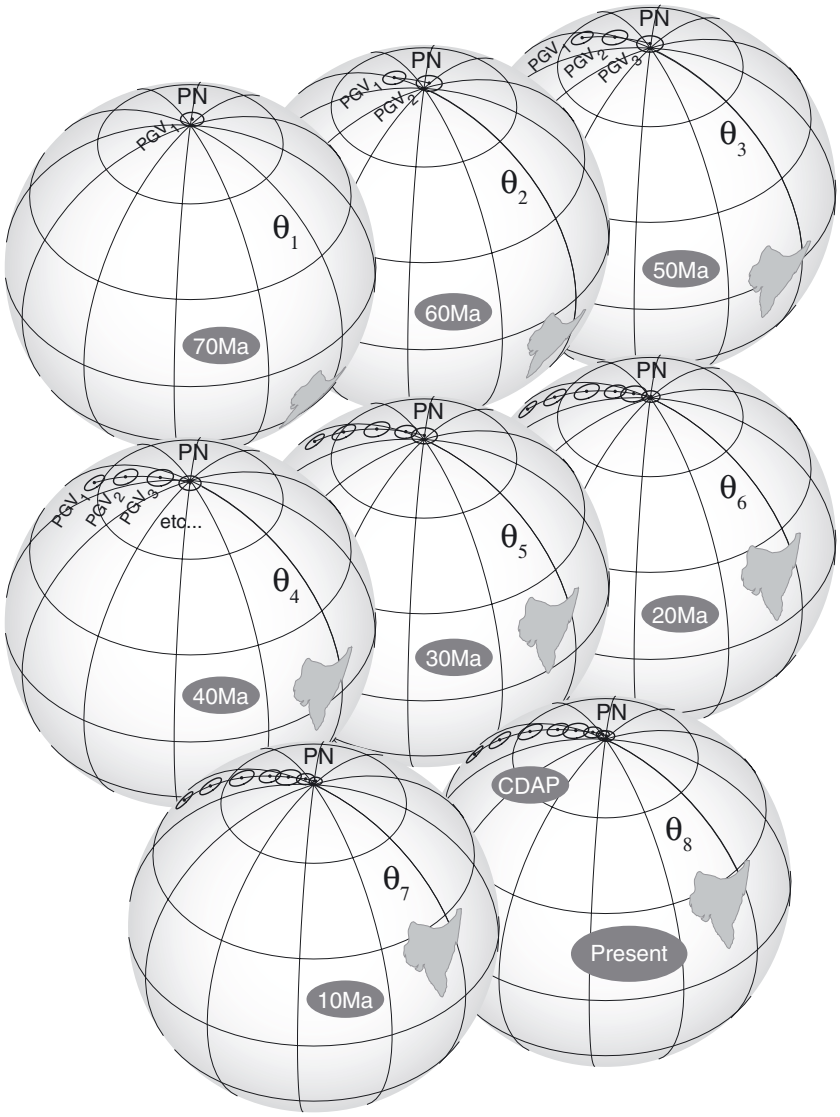


Figure 6.9 – Dans ce modèle schématique (mais proche de la réalité des mesures), on suppose que la plaque indienne acquiert une aimantation rémanente tous les 10 Ma, depuis 70 Ma. On a ainsi un enregistrement du pôle nord (PN) tous les 10 Ma (points noirs avec une ellipse ; cette ellipse est la projection du cône de confiance à 95 % autour du PGV moyen, équivalent sur la sphère à une barre de confiance). À l'heure actuelle (dernière projection en bas, à droite), si l'on étudie l'aimantation rémanente de ces roches, on pourra définir une suite de PGV qui dessine une trajectoire nommée CDAP (Chemin de dérive apparente des pôles), uniquement due à la dérive de la plaque continentale indienne pendant ce temps. L'arc de grand-cercle (voir Annexe) souligné en noir et marqué θ représente la paléo-colatitude des sites indiens à chaque époque.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

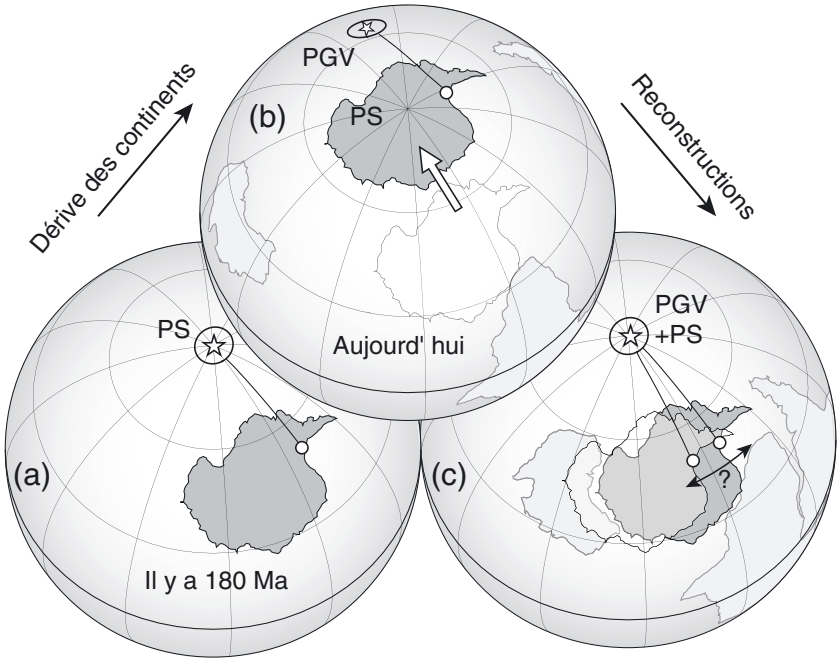


Figure 6.10 – Principe de la reconstruction basée sur le paléomagnétisme - exemple de l'Antarctique : (a) il y a 180 Ma, on suppose qu'une formation rocheuse se met en place (cercle blanc) ; l'aimantation mémorise la direction du pôle géographique (PS : pôle sud, dans l'exemple donné) ; entre 180 Ma et aujourd'hui, la tectonique des plaques provoque une dérive du continent (flèche blanche) : (b) en mesurant l'aimantation rémanente de la roche aujourd'hui, on peut définir le PGV, et quantifier la quantité de déplacement du bloc considéré depuis 180 Ma. (c) Finalement, la reconstruction consiste à ramener le PGV sur le pôle géographique ; il subsiste une indétermination en longitude, marquée par le point d'interrogation. N.B. dans l'exemple choisi, on est centré sur le pôle sud, ce qui reste correct compte tenu de la symétrie dipolaire du champ magnétique du dipôle.

Appelons ce champ au point O le champ normal $\boldsymbol{B}_p$ (fig. 6.11). En ce point O on mesure un vecteur champ $\boldsymbol{B}_t$ le champ géomagnétique total qui, généralement, est différent de $\boldsymbol{B}_p$. Par définition, le vecteur champ anomalie est la différence vectorielle : $\boldsymbol{B}_a = \boldsymbol{B}_t - \boldsymbol{B}_p$.

Il est rare que l'on mesure le vecteur champ en un point (c'est-à-dire ses trois composantes). C'est généralement l'une d'entre elles que l'on obtient : l'intensité du champ grâce au magnétomètre à protons, ou bien sa déclinaison, son inclinaison, ses composantes horizontale ou verticale.

On ne pourra évidemment que calculer l'anomalie relative à la composante mesurée, par exemple, l'anomalie d'intensité, différence entre les intensités respectives du

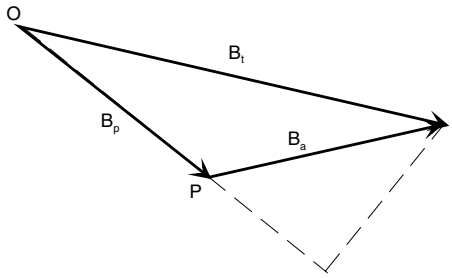


Figure 6.11 – Anomalie magnétique.

On donne ici la définition vectorielle de l'anomalie magnétique en un point : le vecteur anomalie B_a.

champ total et du champ normal, l'anomalie de la déclinaison et ainsi de suite pour chacune des composantes mesurées.

Il faut bien garder présent à l'esprit que l'on a affaire ici à des vecteurs et que la connaissance d'une ou de deux composantes du champ ne suffisent pas à le définir complètement. Pour cela, rappelons-le, il faut connaitre 3 composantes indépendantes pour obtenir le *vecteur anomalie*.

Un moyen mnémonique de se souvenir de cette difficulté est de retenir l'expression suivante : *l'anomalie de l'intensité n'est pas, en général, égale à l'intensité de l'anomalie*. Ce qui signifie : l'anomalie de l'intensité est égale à la différence des modules des vecteurs $\boldsymbol{B}_t$ et $\boldsymbol{B}_p$ (mesure faite au magnétomètre à protons pour B_t et valeur de l'intensité de B_p calculée à partir du développement en harmoniques sphériques du champ normal). La figure 6.11 montre que la différence des modules n'est pas égale au module du vecteur anomalie $\boldsymbol{B}_a$. Elle lui est toujours inférieure sauf lorsque les deux vecteurs sont colinéaires, auquel cas elle lui est égale[4].

Pour pallier cette indétermination, depuis quelques années des instruments mesurant de façon continue les éléments du vecteur champ ont été mis au point. Pour l'instant ils sont essentiellement utilisés en géodynamique, en géophysique marine, soit sur le bateau lui-même (avec les corrections liées à la masse métallique du bateau) soit sur des engins remorqués derrière le bateau ou immergés en profondeur soit enfin à bord de submersibles.

6.5.1 Interprétation des anomalies

On peut étudier les anomalies observées dans deux domaines d'échelle différentes :

- en physique du globe pour ce qui concerne les problèmes soulevés par l'origine du champ géomagnétique, les inversions du champ principal et le mécanisme de *dynamo* dans le noyau,

4. Avant de poursuivre le lecteur est encouragé à faire l'exercice 6.4.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

- en géophysique appliquée à la prospection, pour en déduire la géométrie des sources situées dans la croûte qui produisent ces anomalies (notons toutefois que l'on est obligé de simplifier à l'extrême la géométrie des sources pour pouvoir calculer les anomalies).

Dans les deux cas les problèmes à resoudre sont des problèmes inverses classiques en géophysique qui nous amèneront à proposer des modèles.

6.5.2 Les inversions du champ magnétique terrestre

On sait maintenant que le champ magnétique terrestre s'est fréquemment inversé au cours des temps géologiques. Les roches ignées, comme les laves, qui se sont formées, ou les roches sédimentaires qui se sont déposées à une époque donnée, ont pris une aimantation rémanente de même direction que le champ existant à ce moment-là. C'est ce phénomène que nous avons décrit plus haut au sujet de l'archéomagnétisme et du paléomagnétisme. Plongées dans un champ actuel différent il en résultera une anomalie magnétique observable.

Historiquement, les premières observations sur des laves aimantées en sens inverse du champ actuel furent faites par Brunhes et David en 1905, suivies en 1929 des travaux de Matuyama sur 150 échantillons de laves. Après plusieurs années de controverses entre 1930 et 1950, vinrent les études des polarités magnétiques des séries volcaniques tertiaires et quaternaires par Roche (1954) en Auvergne et par Hospers sur les *trapps* de l'Islande (1953, 1954). Les premières datations absolues K-A (Potassium-Argon), en 1964, permirent d'étendre les investigations sur l'ensemble des temps géologiques. À la même époque les campagnes en mer avaient permis d'observer les fameuses linéations d'anomalies magnétiques symétriques de part et d'autre de l'axe des dorsales médio-océaniques. L'interprétation qu'en firent Vine et Matthews (1963) permettait, d'une part, d'expliquer le phénomène de l'accrétion océanique (formation de lithosphère océanique de façon continue à l'axe des dorsales par remontée en surface d'un matériau mantellique sous forme de laves, voir figure 6.12), et d'autre part, de poser les bases de la *tectonique des plaques*. Elle fut par ailleurs à l'origine d'un effort considérable sur toutes les mers du globe pour rechercher les anomalies sur des périodes comprises entre 160 Ma et l'actuel et compléter les échelles d'inversions.

Cox (1968) constitua ainsi l'échelle portant son nom qui comprenait 296 inversions du champ entre 165 Ma et l'actuel. Cette échelle qui est utilisée pour identifier les anomalies de part et d'autre des zones d'accrétion océanique est précisée et améliorée de manière continue[5].

5. Le lecteur est encouragé à faire l'exercice 6.3.

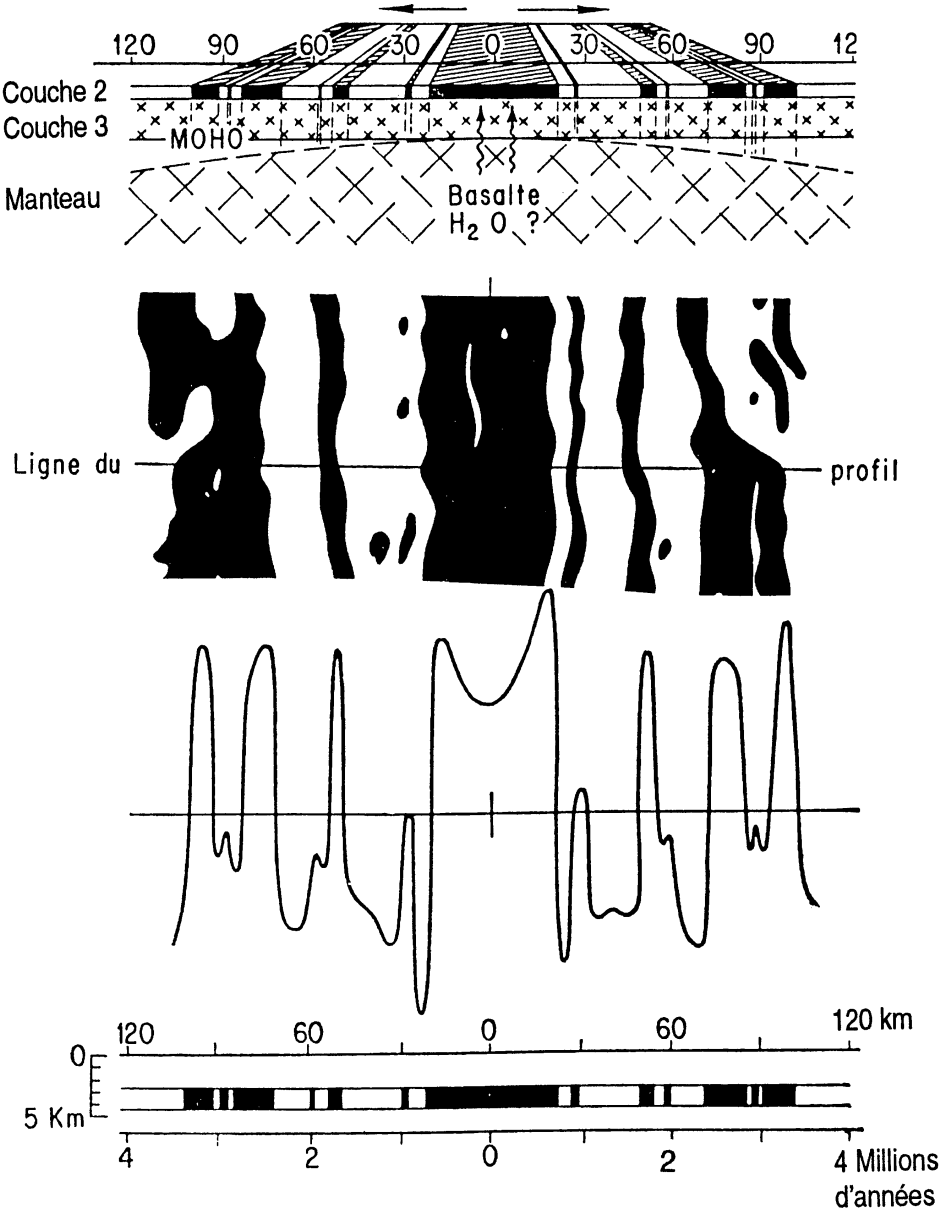


Figure 6.12 – Les anomalies des fonds océaniques.

Le modèle de Vine et Matthews présenté ici permet d'expliquer la symétrie des anomalies de part et d'autre de l'axe d'une dorsale. Il s'agit d'une sorte de tapis roulant enregistreur magnétique. En noir, le matériau aimanté normalement et en blanc inversement. Les trois schémas montrent le modèle, la carte d'anomalies observées, et le profil correspondant observé et calculé d'après le modèle pour un taux d'expansion de 3 cm par an (dorsale de Juan de Fuca, d'après Vine, 1978).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

6.5.3 Origine du champ interne, la dynamo terrestre

L'étude portant sur l'analyse en harmoniques sphériques du champ nous a montré que le champ magnétique d'origine interne ou *champ principal* était la somme de 2 termes : un champ régulier de longueur d'onde de quelques milliers de kilomètres représentant environ 99 % du champ observé à la surface du Globe et un champ d'anomalies locales de longueurs d'ondes inférieures à quelques centaines de kilomètres.

Ce champ principal, comme nous l'avons vu plus haut, est grossièrement équivalent au champ du dipôle centré, la partie non-dipôle évolue rapidement (dérive vers l'ouest). La partie dipôle s'est inversée fréquemment au cours des temps géologiques. Il faut donc, pour tenir compte de ces faits d'observation, proposer une théorie adéquate sur l'origine du champ. Celle qui, depuis près d'un demi siècle, jouit de la faveur des géomagnéticiens est celle de la *dynamo terrestre*.

Pour imaginer un tel modèle, on se base sur un certain nombre d'observations acquises dans différents domaines. Ainsi, la distribution des densités à l'intérieur du Globe et la géochimie laissent penser que le noyau terrestre est composé pour la plus grande part de fer. Sa conductivité électrique, compte tenu des conditions de température et de pression régnant dans le noyau, a été évaluée par extrapolation des mesures faites en laboratoire de 3×10^4 à $3 \times 10^5\ \Omega^{-1} \cdot \mathrm{m}^{-1}$, ce qui permet à des courants électriques de circuler dans ce noyau conducteur et engendrer ainsi un champ magnétique. La sismologie, quant à elle, nous a appris que le noyau externe avait les propriétés mécaniques d'un fluide.

Le mécanisme basé sur l'existence de ce fluide conducteur animé de divers mouvements a conduit Larmor (1919) à l'idée que le noyau terrestre était une dynamo auto-excitée. À partir de cette idée, de nombreux modèles furent élaborés. Décrivons les deux plus simples.

a) La dynamo disque homopolaire

Considérons un disque conducteur D tournant autour de son axe $A'A$ dans un champ constant $\boldsymbol{B}_0$ (Le Mouël, in *Coulomb & Jobert*, 1973).

Sur la figure 6.13 on voit que le mouvement induit, au point P du disque animé de la vitesse $\boldsymbol{u}$, un champ électromoteur $\boldsymbol{E}_m = \boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B}_0$ dirigé de l'axe vers la périphérie du disque où des charges positives s'accumulent ; des charges négatives s'accumulent sur l'axe $A'A$ créant un champ électrostatique qui annule $\boldsymbol{E}_m$. Si maintenant, un fil conducteur relie l'axe à la périphérie du disque, un courant $\boldsymbol{I}$ va apparaître et si l'on fait une boucle avec ce fil autour de $A'A$ suivant l'orientation adoptée sur la figure, le champ $\boldsymbol{B}$ créé par le courant $\boldsymbol{I}$ renforcera le champ appliqué $\boldsymbol{B}_0$. Si la vitesse angulaire Ω est assez grande, le champ appliqué $\boldsymbol{B}_0$ pourra devenir inutile et le champ $\boldsymbol{B}$ induira le courant même qui lui donne naissance ; la dynamo sera auto-excitée.

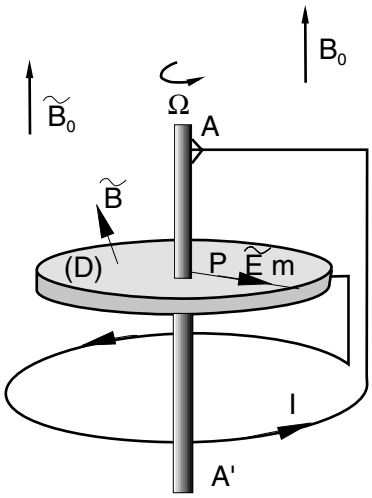


Figure 6.13 – La dynamo disque homopolaire.
Ce modèle simple est une dynamo dans laquelle un conducteur est animé d'un mouvement permanent dans un champ magnétique constant et fournit un courant continu. Le champ induit le courant même qui lui donne naissance. On dit que la dynamo est auto-excitée (d'après Coulomb & Jobert, 1973).

b) La dynamo de Rikitake

Le modèle précédent de la dynamo disque homopolaire permet de modéliser un champ axial à partir de mouvements dans le noyau, le modèle de Rikitake pourra rendre compte du même phénomène avec en plus la possibilité d'expliquer les inversions du champ axial bipolaire. La figure 6.14 représente un montage couplé de 2 dynamos homopolaires dans lesquelles les boucles induisent respectivement des champs dans la dynamo voisine (Turcotte, 1992).

Les calculs du couplage conduisent à un systèmes de 4 équations différentielles qui régissent le comportement instable de cette dynamo à 2 disques. Le champ total étant la somme vectorielle des deux champs créés par chaque dynamo qui sont colinéaires mais de sens opposés, il est clair que le sens du champ total est celui du plus important des deux champs élémentaires. Les variations relatives des intensités des deux champs conduisent donc à des situations successives où leur somme vectorielle passe d'une direction à la direction opposée. C'est ainsi que le modèle de Rikitake rend compte des phénomènes d'inversion.

L'évolution dans le temps est donnée sur la figure 6.15. On voit des oscillations dans le temps de 2 variables liées au champ résultant qui croissent dans l'une des polarités du champ jusqu'à ce qu'elles sautent brutalement dans une polarité opposée. Il y a là des similarités fortes entre les inversions obtenues dans la dynamo de Rikitake et les inversions du champ magnétique terrestre. Bien qu'il s'agisse là d'une simplification grossière des flux qui circulent dans le noyau terrestre ces recherches de la dynamique non-linéaire se développent actuellement sur des modèles basés sur les mêmes principes mais de complexité croissante.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

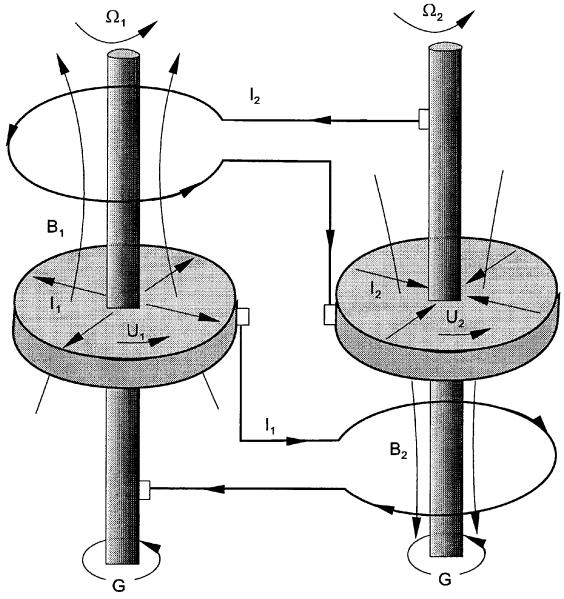


Figure 6.14 – La dynamo de Rikitake.
Ce modèle simple est un montage couplé de deux dynamos homopolaires. Le système est instable, il permet d'expliquer les changements de sens du champ résultant, somme de deux champs opposés mais colinéaires au cours des fluctuations de ces champs (d'après Turcotte, 1992).

6.6 La prospection magnétique

On étudie ici les anomalies du champ magnétique associées à des sources situées dans la croûte. On se trouve là comme en gravimétrie devant un problème classique en géophysique : déduire à partir d'observations de surface les modèles possibles de structure des sources qui génèrent les anomalies observées. Pour cela, on traite d'abord le problème direct qui consiste à calculer l'anomalie théorique correspondant à un corps perturbateur de forme géométrique donnée.

6.6.1 Approche qualitative

Une anomalie est le reflet d'une perturbation dans le champ magnétique qui provient d'un changement local dans l'aimantation ou dans les contrastes d'aimantation[6].

Les anomalies magnétiques d'intensité (observées par des prospections faites à l'aide de magnétomètres à protons) sont très variables par leur forme et leur amplitude. Elles sont presque toujours asymétriques. Par ailleurs, nous savons qu'il y a un nombre infini de sources possibles qui peuvent produire l'anomalie observée.

L'anomalie observée exprime seulement l'effet global des aimantations induite et rémanente qui ont en général des directions et des intensité d'aimantation différentes. Comme l'aimantation rémanente peut avoir des aspects et des propriétés variables,

6. Ce paragraphe s'inspire du manuel d'application de Breiner (1973) qui s'adresse à des prospecteurs utilisant des magnétomètres portables.

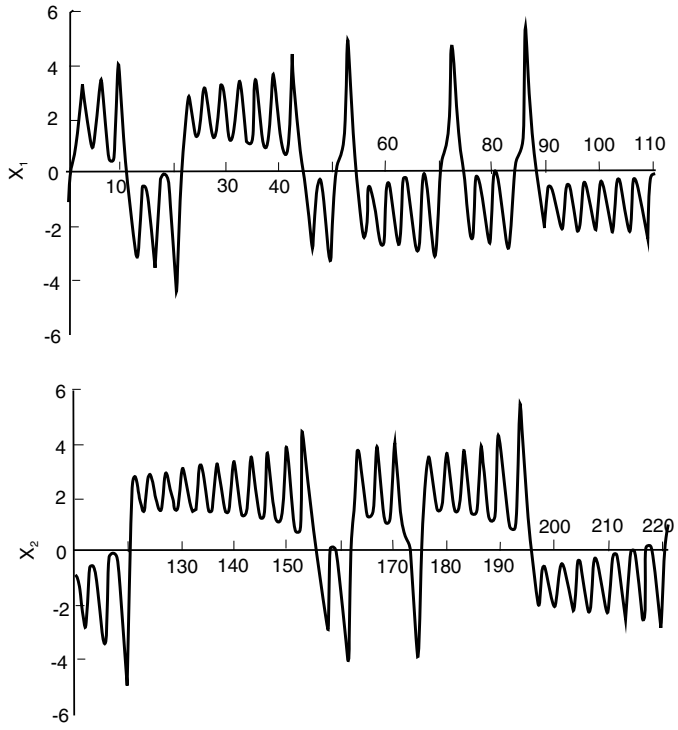


Figure 6.15 – Les inversions du champ résultant.

Sur cette figure représentant les évolutions dans le temps de deux variables liées au champ résultant (dynamo de Rikitake), on voit les sauts brusques avec changement de signe correspondant aux inversions du champ résultant (Turcotte, 1992).

on interprète généralement les anomalies comme si l'aimantation induite était le total de tous les effets d'anomalie.

La nature asymétrique des anomalies du champ total est une des conséquences de la nature même de la source. Les sources peuvent d'ailleurs se présenter sous différentes formes : unipôle ou dipôle ou lignes de dipôles ou d'unipôles ou distributions de ces pôles sur des plaques minces (fig. 6.16).

La dépendance avec la profondeur de la forme des anomalies est représentée sur la figure 6.17. Plus la source est profonde et plus large est l'anomalie observée en surface. Cette propriété permet d'apprécier et de calculer, pour des formes données de sources géométriques simples la profondeur de ces sources.

Les autres facteurs qui affectent la forme d'une anomalie et son amplitude sont les contrastes relatifs dus à l'aimantation rémanente ou induite, et la quantité de magnétite dans la source par rapport à l'encaissant. La forme géométrique du corps perturbateur, la direction de son aimantation rémanente, son aimantation induite dans

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

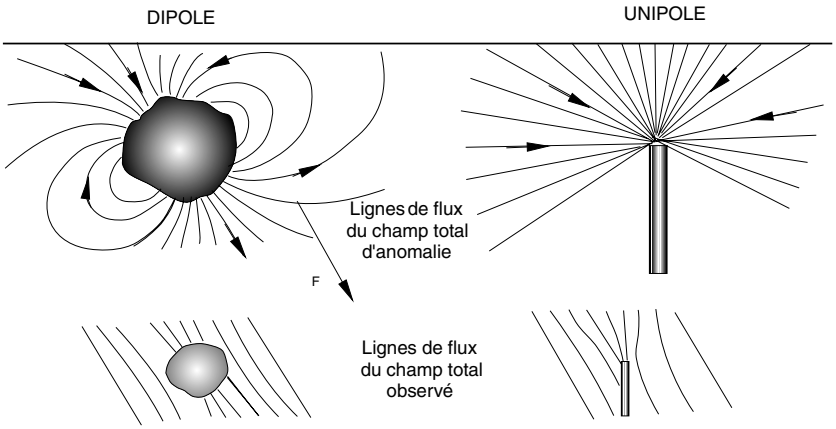


Figure 6.16 – La nature asymétrique des anomalies.
Elle est due à l'inclinaison du champ et de son anomalie, elle est illustrée ici sur les exemples du dipôle et de l'unipôle (d'après Breiner, 1973).

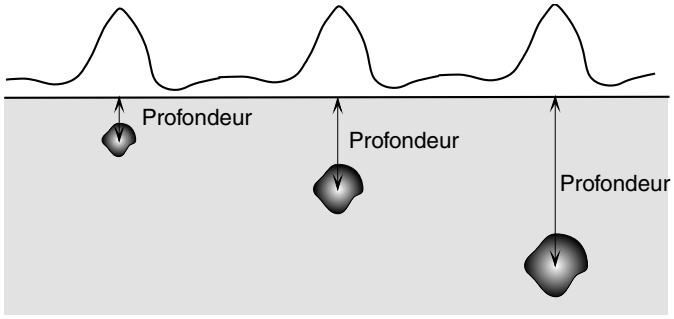


Figure 6.17 – Effet de la profondeur de la source.
Lorsque la profondeur de la source augmente la longueur d'onde augmente, mais l'amplitude diminue. Ici on maintient l'amplitude constante en augmentant la taille de la source (d'après Breiner, 1973).

le champ actuel sont autant de facteurs qui façonnent la taille et l'amplitude de l'anomalie.

Dans la nature, certaines formes géométriques sont caractéristiques du contexte géologique. On peut avoir (fig. 6.18) des filons inclinés, verticaux, des failles, des intrusions, ou des structures plus larges comme les anticlinaux ou les synclinaux, des amas minéralisés plus ou moins sphériques ou ellipsoïdaux, des grabens, des horsts...

Par ailleurs, certains modèles sont réalistes s'ils correspondent aux formes précédentes, et d'autres moins, comme le montre la figure 6.19, où une quantité de sources ponctuelles produit la même anomalie qu'un *dike* large.

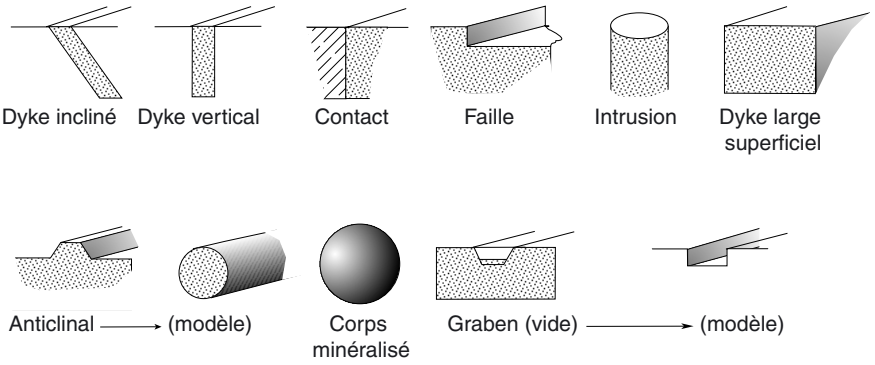
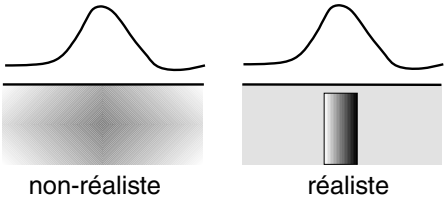


Figure 6.18 – Sources géologiques possibles.
On donne ici quelques exemples de sources d'anomalies magnétiques liées à des modèles géologiques divers (d'après Breiner, 1973).

Figure 6.19 – Non-unicité des sources.
Les deux modèles de sources proposés conduisent à la même anomalie, mais l'une est réaliste (géologiquement parlant), l'autre non (d'après Breiner, 1973).



La figure 6.20 montre des exemples d'anomalies typiques correspondant à des modèles géologiques simples.

6.6.2 Approche quantitative

Examinons maintenant le problème direct dans le cas d'un dipôle incliné, c'est-à-dire calculer des anomalies connaissant les sources. Nous allons exposer ici une méthode comparable à celle des polygônes de Talwani décrite en gravimétrie. Elle permet de traiter tous les cas géométriques possibles d'objets perturbateurs situés dans le sous-sol.

On peut remplacer les sources aimantées par des charges magnétiques *fictives*, par analogie formelle avec l'électrostatique. Ainsi, les charges se répartissent suivant les éléments de volume produisant l'*aimantation volumique* et sur la surface du corps donnant une *aimantation surfacique*. L'expression quantifiant le champ induit par le corps comprendra donc une intégrale triple concernant son volume et une intégrale double relative à sa surface.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

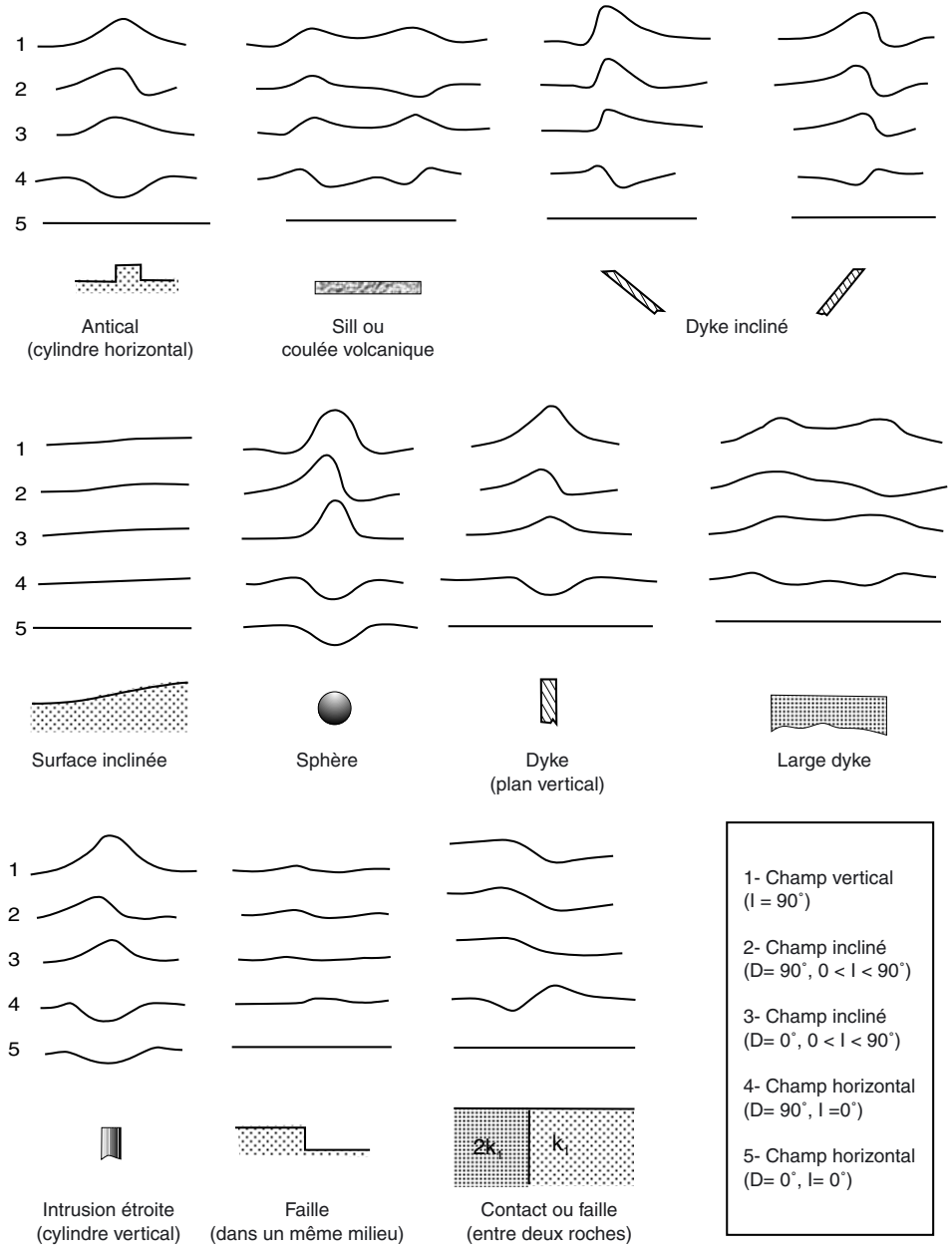


Figure 6.20 – Quelques anomalies et les sources correspondantes.

Les profils d'anomalies de 1 à 5 correspondent aux directions du champ indiquées dans l'encart. Les modèles de sources géologiques correspondantes sont dessinés au-dessous des profils (d'après Breiner, 1973).

Pour un corps d'aimantation volumique $\boldsymbol{J}$, on démontre qu'il y a équivalence avec les densités de charges magnétiques :

- densité superficielle $Q_S = \boldsymbol{J}.\boldsymbol{n}$
- densité volumique $Q_V = -\text{div}\boldsymbol{J}$

où $\boldsymbol{n}$ est le vecteur unitaire normal à la surface, dirigé vers l'extérieur.

$Q_V = 0$ si l'aimantation $\boldsymbol{J}$ est uniforme.

Le champ magnétique dû aux distributions de charges Q_S et Q_V est :

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \int_{(S)} Q_S \cdot \frac{r}{r^3} \mathrm{d}S + \frac{\mu_0}{4\pi} \int \int \int_{(V)} Q_V \cdot \frac{r}{r^3} \mathrm{d}V$$

où r est la distance de la source au point où l'on calcule B.

Application à une bande mince, infinie suivant Oy : La figure 6.21 montre la section de cette bande par le plan xOz. Les bords de la plaque sont repérés par leurs coordonnées polaires (1 et 2).

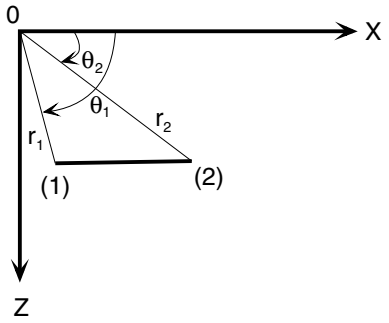


Figure 6.21 – Application à une bande mince infinie suivant *Oy*.
La section de cette bande mince par le plan xOz est définie par les coordonnées polaires et cartésiennes de ses extrémités 1 et 2.

L'équation précédente se réduit ici à :

$$\mathrm{d}\boldsymbol{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} Q_S \frac{\boldsymbol{r}}{r^3} \mathrm{d}S$$

où $\boldsymbol{r}$ est la distance de la source au point O où l'on calcule $\mathrm{d}\boldsymbol{B}$.

Les composantes cartésiennes de ce vecteur sont :

$$\mathrm{d}B_x = -\frac{\mu_0}{4\pi} Q_S \frac{\cos\theta}{r^2} \mathrm{d}S$$

$$\mathrm{d}B_z = -\frac{\mu_0}{4\pi} Q_S \frac{\sin\theta}{r^2} \mathrm{d}S$$

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Les intégrations de ces composantes s'écrivent

$$\int\int \frac{\cos\theta \cdot \mathrm{d}S}{r^2} = \int_{y=-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}y \int_{x_1}^{x_2} + \frac{x\mathrm{d}x}{[x^2+y^2+z^2]^{3/2}} = \int_{x_1}^{x_2} \frac{2x\mathrm{d}x}{x^2+z^2}$$

$$= [\mathrm{Log}(x^2+z^2)]_{x_1}^{x_2} = 2\mathrm{Log}\frac{r_2}{r_1}$$

$$\int\int \frac{\sin\theta \cdot \mathrm{d}S}{r^2} = \int_{y=-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}y \int_{x_1}^{x_2} + \frac{z\mathrm{d}x}{[x^2+y^2+z^2]^{3/2}} = \int_{x_1}^{x_2} \frac{2z\mathrm{d}x}{x^2+z^2}$$

$$= 2\left[\arctan\frac{x}{z}\right]_{x_1}^{x_2} = 2\left[\frac{\pi}{2} - \theta\right]_1^2 = 2(\theta_1 - \theta_2)$$

d'où

$$B_x = +\frac{\mu_0}{2\pi} Q_S \,\mathrm{Log}\,\frac{r_1}{r_2}$$

$$B_z = -\frac{\mu_0}{2\pi} Q_S (\theta_1 - \theta_2)$$

Ainsi, dans une section verticale on peut inscrire la section du corps perturbateur dans un polygône. Si l'on suppose que ce corps a une symétrie cylindrique, c'est-à-dire que sa section reste la même pour y variant de $-\infty$ à $+\infty$, le calcul de l'anomalie consistera à calculer en chaque point du profil sur Ox les effets de toutes les bandes minces dont les traces sont les côtés du polygône.

C'est la méthode de Talwani *et al*. (1964) qui permet, comme en gravimétrie, de calculer l'anomalie théorique d'un corps quelconque de symétrie cylindrique, en inscrivant dans le plan de section le corps perturbateur dans un polygône dont les côtés sont autant de traces bandes minces dont on calcule pour chacune l'anomalie produite selon les équations précédentes. On a en effet l'intégrale linéaire prise sur le contour du corps perturbateur (fig. 6.22) :

$$\oint r\mathrm{d}\theta = \int_A^B r\mathrm{d}\theta + \int_B^C r\mathrm{d}\theta + \cdots + \int_F^A r\mathrm{d}\theta.$$

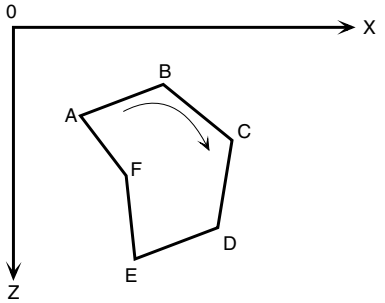


Figure 6.22 – La méthode de Talwani.
Elle permet de calculer l'anomalie théorique produite par le corps perturbateur de symétrie cylindrique dont la section orthogonale à Oy est inscrite dans le polygône ABCDEF.

6.6.3 Réduction au pôle, prolongements vers le haut et vers le bas

Les méthodes modernes du traitement des anomalies magnétiques passent, avant la modélisation proprement dite, par une série de traitements numériques que nous évoquons maintenant, sans entrer dans le formalisme mathématique qui dépasse le cadre de cet ouvrage.

Comme nous l'avons plusieurs fois noté dans ce qui précède, l'une des difficultés de traitement des données magnétiques est le caractère vectoriel des données à traiter. Ce problème (identique en théorie pour la gravimétrie) est simplifié dans le cas du champ de la pesanteur, car ce dernier est vertical. En géomagnétisme celà n'est généralement pas le cas et le vecteur champ en un lieu nécessite toujours trois paramètres spatiaux pour être défini complètement.

La *réduction au pôle* est l'opération qui consiste à transformer en un lieu donné toutes les anomalies observées en anomalies réduites au pôle. C'est-à-dire que ces nouvelles anomalies seraient celles que l'on observerait si le champ était vertical dans la zone d'étude. Cela simplifie ensuite la modélisation car on se trouve dans une situation identique à celle que l'on rencontre en gravimétrie. Les *prolongements vers le haut et vers le bas* consistent à déplacer le point d'observation artificiellement (par le calcul sur les données brutes) vers le haut ou vers le bas et à calculer le champ qu'on observerait en ces nouveaux points à partir des données recueillies sur le terrain. On voit, par exemple, qu'en prospection aéroportée, un tel traitement permet de ramener l'observation à une même altitude. On peut alors comparer les données « sol » et les données « avion ». Le prolongement vers le haut a pour effet de faire ressortir les anomalies de grande longueur d'onde au détriment des anomalies de courte longueur d'onde, comme nous l'avons montré sur la figure 6.17. Une telle opération est donc équivalente à un filtrage. Le prolongement vers le bas amplifiera au contraire les courtes longueurs d'ondes. Le niveau de bruit est une contrainte importante dans cette dernière opération, car, étant généralement de courte longueur d'onde, il sera lui aussi amplifié. Le prolongement vers le haut permet donc de dégager les grands traits structuraux qui peuvent être difficilement observables sur les données brutes (recherche des grandes structures pétrolières par exemple), alors que le prolongement vers le bas pourra être utilisé à des fins de détection d'objets magnétiques peu profonds (applications militaires par exemple, ou en archéologie).

Exercices

6.1 Quelles sont les différentes combinaisons des éléments du champ mesurables (dans un observatoire, une station de terrain ou un satellite) que l'on peut réaliser pour que le vecteur champ soit complètement défini ?

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

6.2 Le Dipôle Axial Centré (DAC)

À partir de l'expression des composantes du champ magnétique du *DAC* donnée en § 6.1.4, considérant que $g_1^0 < 0$ actuellement, et que l'on est à altitude 0 (c.à.d. $r = a$) :

a. peut-on déterminer la Déclinaison magnétique D à la surface du Globe, si oui, quelle est-elle, et quelle en est la conséquence ?

b. montrer que le champ magnétique est vertical vers le bas au pôle nord et vertical vers le haut au pôle sud.

c. montrer que le champ magnétique est horizontal à l'équateur.

d. montrer que l'intensité est 2 fois plus forte aux pôles qu'à l'équateur.

e. établir la relation liant Inclinaison I du champ et Latitude λ du point P à la surface du Globe.

f. en utilisant la valeur du premier coefficient de Gauss pour 2010, $g_1^0 = -29496.5$ nT, calculer :

- L'intensité du champ magnétique à l'équateur, à la longitude $\phi = 0°$; et à la longitude ϕ 45°E… ?
- L'intensité F du champ magnétique aux pôles.
- Déclinaison D, Inclinaison I et intensité F à Paris {48.8°N, 2.4°E}.

6.3 Le Pôle Géomagnétique Virtuel (PGV)

Les grès rouges Permiens du Bassin de St-Affrique (site : 43.83°N, 2.75°E) dans les Cévennes portent une aimantation rémanente acquise pendant leur dépôt, en période de polarité inverse du champ. La mesure de cette aimantation fournit une direction moyenne de cette aimantation à : $Dm = 195.0°$, $Im = -10.5°$.

a. À quelle latitude (λs) se sont formés ces grès rouges ?

b. En vous aidant des développements présentés dans l'Annexe de cet ouvrage, calculer la latitude (λp) et la longitude (ϕp) du Pôle Géomagnétique Virtuel (PGV).

6.4 En un point de mesure O (voir la figure 6.11) il se trouve que le vecteur anomalie $\boldsymbol{B}_a$ est perpendiculaire au vecteur champ normal $\boldsymbol{B}_p$ dont la valeur est de 46 250 nT. Le champ magnétique total $\boldsymbol{B}_t$ en ce point est de 47 500 nT. Quelles sont en ce point O l'anomalie de l'intensité, et l'intensité de l'anomalie ?

6.5

Sur les flancs de la dorsale de Carlsberg, située dans l'océan Indien occidental, on observe que l'anomalie 5 est située à 135 km de part et d'autre de l'axe de la dorsale. Compte tenu de l'échelle des inversions magnétiques présentée sur la figure 6.23 donner l'âge de la croûte océanique au niveau de l'anomalie 5 et calculer le taux d'expansion de cette dorsale.

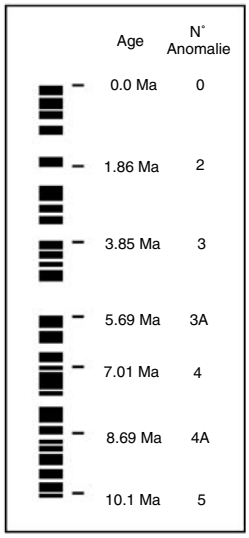


Figure 6.23
(d'après Sloan et Patriat)

Corrigés

6.1 Pour définir un vecteur il faut 3 paramètres indépendants. Ce seront les coordonnées cartésiennes, X, Y, Z et polaires D, I, $|\boldsymbol{B}|$ ainsi que des combinaisons d'éléments indépendants : D, $|\boldsymbol{H}|$, Z (variographes LaCour), etc.

6.2 En considérant $r = a$, l'expression des composantes (X, Y, Z) se simplifie en :

$$B = -\nabla V(r, \theta, \phi) = \begin{cases} X = -g_1^0 . \sin\theta \\ Y = 0 \\ Z = -2g_1^0 . \cos\theta \end{cases}$$

On note tout d'abord que $g_1^0 < 0$, et que $180° > \theta > 0° \Rightarrow \sin\theta > 0$; ceci implique que $X > 0$ quel que soit l'endroit où l'on se situe sur le globe. D'où les réponses aux questions posées :

a. Oui : $Y = 0$, le vecteur champ magnétique se situe donc dans le plan {x,z} (voir fig. 6.2, en § 6.1.2), comme on a $X > 0$, $D = 0°$, sur toute la surface du Globe. La conséquence en est que le champ magnétique pointe partout précisément vers le Nord géographique.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

b. Au pôle nord ($\theta = 0°$) on a $X = 0$ et $Z = -2g_1^0 > 0$; le champ magnétique **B** est donc aligné suivant $\{+x\}$, vertical vers le bas. Au pôle sud ($\theta = 180°$), $X = 0$ et $Z = 2g_1^0 < 0$: le champ **B** est aligné dans la direction $\{-z\}$, vertical vers le haut.

c. De la même manière, sur l'équateur ($\theta = 90°$), et quelle que soit la longitude ϕ, absente de ces expressions, on a $Z = 0$, et $X = -g_1^0 > 0$. Le champ B est donc aligné suivant $\{+x\}$, horizontal et dirigé vers le nord.

d. L'intensité F du vecteur champ s'écrit $F = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$. En considérant les points b. et c. développés ci-dessus, il vient qu'aux pôles $F_{\text{Pôles}} = |Z| = 2\left|g_1^0\right|$ et à l'équateur $F_{Equateur} = |X| = \left|g_1^0\right|$ d'où : $F_{\text{Pôles}} = 2.F_{Equateur}$.

e. Dans le modèle du *DAC*, le champ est situé dans le plan *{x,z}* (voir a. ci-dessus). On peut donc écrire : $\tan I = Z/X$. Par ailleurs, on a $X = -g_1^0.\sin\theta$ et $Z = -2g_1^0.\cos\theta$. D'où : $Z/X = -2g_1^0.\cos\theta / -g_1^0.\sin\theta = 2\text{cotan}\theta$

ce qui produit : $\tan I = 2\text{cotan}\theta = 2\tan\lambda$

Cette expression montre que dans le modèle du *Dipôle Axial Centré*, il existe une relation directe entre inclinaison du champ magnétique et latitude du point considéré. Cette relation est primordiale en paléomagnétisme (*cf.* § 6.4).

f. De ces réponses, il vient aisément :

- $F_{Equateur} = 29496.5$ nT (et ce, quelle que soit la longitude…).
- $F_{\text{Pôles}} = 58999.0$ nT
- $D = 0°$; $I = \arctan(2\tan\lambda) = 66.4°$; $F = \sqrt{X^2 + Z^2}$, avec $X = 19429.0$ nT et $Z = 44391.7$ nT, $F = 48457.3$ nT.

6.3

a. $\lambda s = 5.3°\text{N}$

b. $\lambda p = 39.0°\text{N}$, $\phi p = 163.4°\text{E}$

Dans l'énoncé, il est indiqué que le champ Permien est de polarité inverse. Pour calculer la position du VGP, usuellement exprimé comme étant le pôle nord, il faut donc inverser la direction d'aimantation donnée dans l'énoncé, et utiliser : $Dm = 15.0°$, $Im = 10.5°$ qui représentent la même direction, mais en polarité normale.

6.4 L'anomalie de l'intensité est égale à la différence des modules des deux vecteurs soit 1 250 nT. L'intensité de l'anomalie est le module du vecteur $\boldsymbol{B}_a$ soit $(47\,500^2 - 46\,250^2)^1/2 = 1\,082{,}5$ nT.

L'anomalie de l'intensité est supérieure à l'intensité de l'anomalie.

6.5 L'anomalie 5 correspond à 10 Ma

La vitesse d'expansion est de 2,70 cm par an (demi-taux 1,35 cm par an).

La prospection électrique

7

OBJECTIFS

Décrire et quantifier les mesures de résistivité électrique d'un terrain par la technique très simple dite du *sondage électrique*. Le lecteur devra être capable après avoir assimilé ce chapitre d'appliquer cette technique de terrain à des problèmes très courants en géophysique appliquée de recherche de nappe phréatique, par exemple, ou à des investigations de surface sur les sols ou altérations des roches (génie civil, ponts et chaussée, archéologie etc.).

7.1 Aspect théorique simplifié

7.1.1 Principe

Ces méthodes de prospection reposent essentiellement sur l'interprétation de la *résistance électrique* du terrain. Sachant que l'on ne peut pas procéder à cette mesure en laboratoire sur un échantillon prélevé sur le terrain et sorti de son environnement, il est nécessaire de la réaliser *in situ*. C'est par la mesure d'une différence de potentiel d'une part et d'une intensité d'autre part que l'on accède à la valeur de la résistance. Nous allons étudier de façon théorique comment un courant injecté à la surface du sol peut se répartir en profondeur.

En pratique, cette opération se réalise grâce à des électrodes que l'on plante dans le sol. Il peut s'agir de barres ou des pieux métalliques plantés assez profondément ou bien d'électrodes plus sophistiquées dont le rôle sera d'abaisser la force contre-électromotrice de contact.

La *loi d'Ohm* : $V = RI$ donne la relation entre la différence de potentiel V, l'intensité du courant I et la résistance R du milieu dans lequel le courant circule. La différence de potentiel est mesurée en volts, la résistance en ohms, l'intensité du courant en ampères.

La résistance d'un cube unité pour un courant s'écoulant entre deux faces opposées est appelée la *résistivité* ρ, la résistance d'un bloc rectangulaire de matériau est proportionnelle à la distance x que le courant doit parcourir et inversement proportionnelle à l'aire A de la section :

$$R = \rho(x/A)$$

La résistivité est mesurée en ohms-mètres $(\Omega \cdot m)$. L'inverse de la résistivité est appelée la *conductivité*, elle est mesurée en $(\Omega \cdot \mathrm{m})^{-1}$.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

7.1.2 Étude du cas d'un milieu homogène isotrope

Dans ce contexte, un milieu est dit *homogène* quand ρ ne dépend pas du point du milieu où l'on se trouve, isotrope, quant ρ ne dépend pas de la direction du courant.

Considérons maintenant plusieurs configurations géométriques

a) Un espace

On dispose en A une électrode qui injecte dans le milieu du courant et on cherche ce qui se passe en M distant de r de A (fig. 7.1). Écrivons en M successivement les lois de Coulomb et d'Ohm.

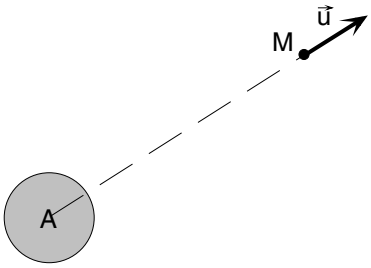


Figure 7.1– Loi de Coulomb et loi d'Ohm dans un espace d'un milieu homogène isotrope.

On injecte un courant en A et on cherche en M ce qu'il advient du champ électrique ainsi créé. La charge injectée est Q, la résistivité du milieu ρ, la distance de M à A est r.

La loi de Coulomb nous donne le champ électrique en M compte tenu des charges injectées en A. Cette expression du champ en M est :

$$\boldsymbol{E} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0}\frac{1}{r^2}\boldsymbol{u}$$

Dans cette équation ϵ_0 est la densité superficielle des charges sur une sphère élémentaire en A. Par ailleurs on ne connaît pas la charge Q.

La loi de Coulomb s'écrit :

$$\boldsymbol{j} = \frac{1}{\rho}\boldsymbol{E}$$

où $j = \mathrm{d}I/\mathrm{d}S$ est la densité de courant, I son intensité et ρ la résistivité du milieu.

Tout le courant qui s'échappe de A doit se retrouver sur la sphère centrée en A de rayon $r = AM$, puisqu'il n'y a pas d'accumulation de charges dans le milieu. Comme ce milieu est homogène et isotrope, j est la même en chaque point de la sphère de rayon r.

L'intensité quittant la sphère est :

$$I = j \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\rho}\frac{Q}{4\pi\epsilon_0}\frac{1}{r^2}\cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\rho}\frac{Q}{\epsilon_0}$$

indépendante de r, soit :

$$Q = \epsilon_0 \rho I$$

En portant dans la valeur du champ, on obtient :

$$\boldsymbol{E} = \frac{\rho I}{4\pi}\frac{1}{r^2}\boldsymbol{u}$$

$$\boldsymbol{j} = \frac{I}{4\pi}\frac{1}{r^2}\boldsymbol{u}$$

En pratique, on ne mesure pas le champ électrique $\boldsymbol{E}$, mais une différence de potentiel. Le potentiel est relié au champ par l'expression **grad** $V = -\boldsymbol{E}$ d'où :

$$V = \frac{\rho I}{4\pi}\frac{1}{r} + Cte$$

Comme $V = 0$ pour $r = \infty$, $Cte = 0$.
Au point M, assez loin de l'électrode, on aura :

$$V_M = \frac{\rho I}{4\pi}\frac{1}{r}$$

Ceci est faux à proximité de l'électrode car les surfaces sont déformées et ne correspondent plus à des sphères.

b) Un demi-espace

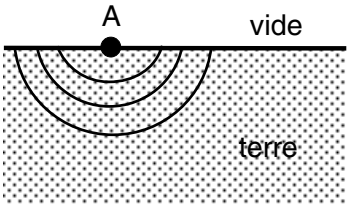


Figure 7.2 – Cas d'un demi-espace.
On répète l'expérience précédente dans un demi-espace homogène et isotrope en plaçant l'électrode A à l'interface terre-vide.

Ici il n'y a pas de charge se transmettant dans la partie supérieure de la sphère (fig. 7.2). L'intensité traversant la demi-sphère inférieure sera :

$$I = 2\pi r^2 j = 2\pi r^2 \frac{1}{\rho}\frac{Q}{4\pi\epsilon_0}\frac{1}{r^2}$$

qui donne $Q = 2\rho I\epsilon_0$ et en portant dans l'expression de $\boldsymbol{E}$:

$$\boldsymbol{E} = \frac{\rho I}{2\pi r^2}\boldsymbol{u}$$

Pour une même intensité, le champ est deux fois plus grand que dans l'espace entier. On en déduit le potentiel en un point M :

$$V_M = \rho\frac{I}{2\pi}\frac{1}{r}$$

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

c) Cas de deux électrodes

Dans ce dispositif, le courant entre en A et on le récupère en B. Au point M du demi-espace (fig. 7.3) on aura un potentiel :

$$V = V_A + V_B$$

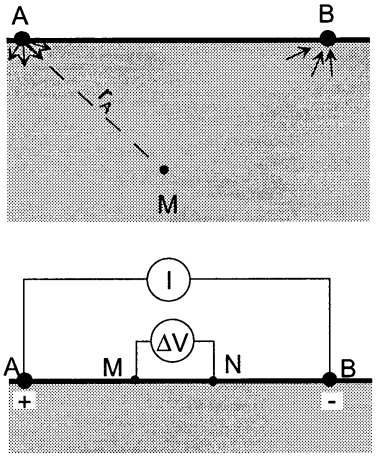


Figure 7.3 – Les mesures.

On installe deux électrodes A et B en surface, on injecte par A et on recueille par B. On calcule le potentiel en un point quelconque M dans le premier schéma. Dans le second schéma, on mesure grâce à un voltmètre la différence de potentiel entre deux points en surface M et N. L'intensité du courant injecté est mesurée grâce à un ampèremètre sur le circuit AB-sol.

Le potentiel dû à A est : $V_A = \dfrac{\rho I}{2\pi}\dfrac{1}{r_A}$

Le potentiel dû à B est : $V_B = -\dfrac{\rho I}{2\pi}\dfrac{1}{r_B}$

Le potentiel en M est : $V_M = \dfrac{\rho I}{2\pi}\left[\dfrac{1}{r_A} - \dfrac{1}{r_B}\right]$

Les surfaces équipotentielles correspondant à cette équation ne sont pas des sphères mais des surfaces du 4^{e} degré.

d) Cas de quatre électrodes

Lors d'une expérience sur le terrain, on injecte du courant dans le sol, grâce à une batterie ou à un groupe électrogène, reliés à 2 électrodes A et B (fig. 7.3).

On lit l'intensité du courant injecté sur un ampèremètre. On mesure des différences de potentiel sur le sol entre deux points M et N grâce à un voltmètre. Le contact des électrodes avec le sol n'est pas parfait, et une résistance de contact apparaît en A et en B. Malheureusement, on ne connaît pas leurs valeurs R_A, R_B, mais on peut s'en affranchir grâce au calcul suivant.

Au point M, en surface, on a :

$$V_M = \frac{\rho I}{2\pi}\left(\frac{1}{MA} - \frac{1}{MB}\right) - R_A I + R_B I.$$

Au point N :

$$V_N = \frac{\rho I}{2\pi}\left(\frac{1}{NA} - \frac{1}{NB}\right) - R_A I + R_B I.$$

La différence de potentiel entre M et N s'obtient par soustraction de la deuxième équation à la première, ce qui, par ailleurs, permet d'éliminer les inconnues R_A, R_B :

$$V_M - V_N = \frac{\rho I}{2\pi}\left[\frac{1}{MA} - \frac{1}{MB} - \frac{1}{NA} + \frac{1}{NB}\right].$$

La quantité entre crochets est le facteur géométrique du montage. Il dépend en effet des positions des quatre électrodes sur le sol. On pose [ ] = f et l'on obtient l'expression du paramètre recherché, la résistivité :

$$\rho = \frac{V_M - V_N}{I} 2\pi \frac{1}{f}.$$

Les points $ABMN$ forment un *quadripôle*. Suivant le problème à étudier, on utilise divers dispositifs.

7.1.3 Cas d'un milieu inhomogène

Si, dans ce cas on mesure toujours, quel que soit le montage, une intensité entre A et B et une différence de potentiel entre M et N, on pourra toujours calculer la résistivité du terrain. Compte tenu de l'inhomogénéité de celui-ci, on parlera alors de *résistivité apparente* et l'on aura :

$$\rho_a = \frac{2\pi}{f}\frac{V_M - V_N}{I}$$

Ce paramètre présente trois propriétés principales :

- ρ_a ne dépend pas de I.
- ρ_a dépend de la configuration géométrique utilisée.
- ρ_a est une sorte de moyenne des résistivités du milieu.

Avant d'aborder le problème inverse conduisant à la modélisation du milieu à partir des observations de surface, donnons deux exemples qualitatifs (fig. 7.4).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

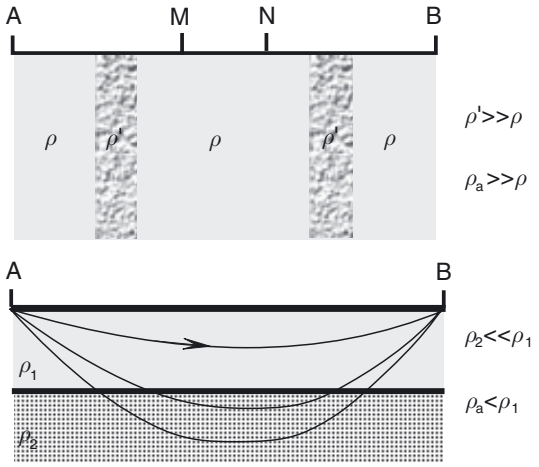


Figure 7.4 – Terrains inhomogènes.
Deux exemples qualitatifs de terrains inhomogènes. Conséquences pour les valeurs de ρ_a.

- Dans le premier, des filons verticaux de résistivité supérieure au milieu encaissant ($\rho' \gg \rho$ entraîne $\rho_a > \rho$).
- Dans le deuxième, une couche résistante se trouve au-dessus d'une couche plus conductrice ($\rho_2 \ll \rho_1$ entraîne $\rho_a < \rho_1$).

Remarque

Dans la pratique courante des sondages électriques on se heurte à des problèmes de polarisation des électrodes qui faussent les mesures. Pour éviter cet inconvénient on a mis au point des techniques utilisant des courants alternatifs très basse fréquence qui en alternant les sens d'injection du courant permettent de supprimer cet effet.

7.1.4 La résistivité des terrains

Le courant continu peut s'écouler dans un terrain de deux manières différentes : soit par le transport d'électrons dans la matrice même de la roche comme dans le cas des minerais métalliques, soit (et c'est le cas le plus fréquent) par déplacement des ions contenus dans de l'eau d'imbibition. La résistivité dépend alors :

- de la porosité,
- de la conductibilité de l'eau d'imbibition,
- de la répartition et la forme des fissures éventuelles ...

On ne peut donc attribuer une valeur précise de résistivité à un milieu donné, néanmoins, on peut fixer certaines limites comme celles données dans le tableau suivant.

Tableau 7.1 – Résistivité moyenne.

Eaux ou roches	Résistivité (en ohm.m)
Eau de mer	0,2
Eau de nappes	10-30
Alluviales	50-100
Eau de sources	1 000-10 000
Sables et graviers secs	50-500
Sables et graviers imbibés d'eau douce	2-20
Sables et graviers Imbibés d'eau salée	300-10 000 !
Argiles	50-300
Marnes	300-10 000
Calcaires	20-100
Grès argileux	300-10 000
Grès, quartzites	0,5-5
Cinérites, tufs volcaniques	100-300

7.2 Les méthodes de prospection électrique

7.2.1 Les différents montages

a) Montage Wenner

Les points $AMNB$ sont alignés et distants l'un par rapport au suivant de la longueur l. Calculons son facteur géométrique (fig. 7.5) :

$$f = \frac{1}{l} - \frac{1}{2l} - \frac{1}{2l} + \frac{1}{l} = \frac{1}{l}.$$

b) Montage Schlumberger

Il consiste à prendre symétriquement par rapport à O centre de $AB = L$ les points MN distants de $l \ll L$ (fig. 7.5). On a :

$$MA = \frac{L-l}{2} = NB\,; \qquad NA = \frac{L+l}{2} = MB$$

et le facteur géométrique :

$$f = 2\left(\frac{1}{\frac{L-l}{2}} - \frac{1}{\frac{L+l}{2}}\right) = 4\left(\frac{1}{L-l} - \frac{1}{L+l}\right) = 4\left(\frac{2l}{L^2-l^2}\right) \approx \frac{8l}{L^2}.$$

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

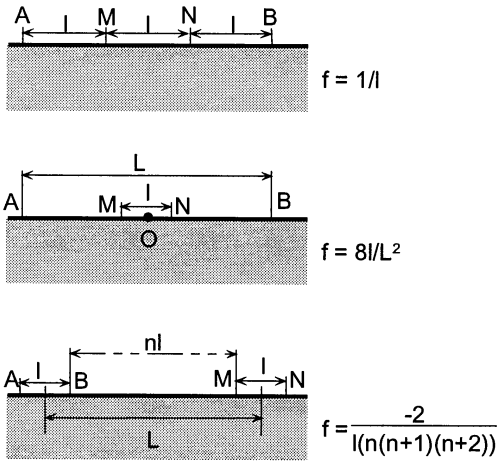


Figure 7.5 – Quelques montages classiques du quadripôle ABMN.

On représente ici les trois montages les plus utilisés : le montage Wenner, $AM = MN = NB = l$; le sondage électrique Schlumberger où $AB = L$ et $MN = l$ avec $l \ll L$ et symétrie par rapport à O ; le montage du dipôle $AB = MN = l$ et $BM = nl$.

c) Montage dipôle

Les points A et B ainsi que M et N sont distants de l et B est distant de M de nl (fig. 7.5). On peut écrire :

$$MA = (n+1)l = NB \; ; \; NA = (n+2)l \; ; \; MB = nl.$$

Le facteur géométrique est :

$$f = \frac{1}{l}\left(\frac{1}{n+1} - \frac{1}{n} - \frac{1}{n+2} + \frac{1}{n+1}\right) = \frac{-2}{l(n(n+1)(n+2))}$$

d) Montage à trois points

L'une des électrode est placée à grande distance des trois autres. On a alors

$$MA = a \; ; \; MB = \infty \; ; \; NA = b \; ; \; NB = \infty.$$

Le facteur géométrique est :

$$f = \frac{b-a}{ab}$$

7.2.2 Les méthodes de terrain

a) Le sondage vertical

En un point donné, centre du quadripôle, on augmente les dimensions du dispositif de mesure. Les courants injectés pénètrent de plus en plus profondément dans le sol et la résistivité apparente est contrôlée par un nombre de plus en plus grand de couches. On réalise ainsi ce qu'on appelle un sondage électrique.

b) Traînée et cartes de résistivité

On déplace un quadripôle de longueur fixe et en chaque point d'un profil, on mesure ρ_a. C'est la méthode dite des trainés de résistivité. Elle permet de mettre en évidence des variations horizontales de résistivité, par exemple liées à la présence de failles juxtaposant 2 terrains de résistivités différentes, ou révélant des structures archéologiques de type fondations enterrées, etc. En réalisant plusieurs trainés parallèles les uns aux autres, on peut obtenir une carte des résistivités mettant en évidence les variations latérales de ρ_a à une profondeur donnée, fonction de l'écartement constant entre les électrodes.

c) Les pseudo-sections

Les pseudo-sections de résistivités s'obtiennent en combinant déplacement horizontal de quadripôles et variation de l'écartement des électrodes. Le résultat permet d'imager verticalement les variations de ρ_a en fonction de l'écartement des électrodes le long d'un profil, ce que l'on nomme une pseudo-section. On peut, par inversion des données à l'aide de logiciels adaptés, remonter à de véritables sections de résistivité, permettant cette fois-ci d'imager les variations de celle-ci en 2D, suivant la profondeur et la distance horizontale le long du profil.

d) Cartes de potentiel

On trace les lignes équipotentielles sur une carte et on les compare aux lignes théoriques (en terrain homogène). On a :

$$V_M - V_N = \frac{\rho I}{2\pi}\left[\frac{1}{MA} - \frac{1}{MB} - \frac{1}{NA} + \frac{1}{NB}\right]$$

On définit l'anomalie de potentiel :

$$\Delta V = [(V_M - V_N)_{mes} - (V_M - V_N)_{th}]$$

Sur ces cartes, les anomalies correspondent à des anomalies de terrains, les équipotentielles s'écartent dans les zones conductrices (minerais conducteurs par exemple).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

7.2.3 Étude du problème inverse

On se propose ici d'établir des modèles du sous-sol basés sur la répartition géométrique de milieux de résistivité variée. Comme dans tout problème de cette nature l'espace des modèles est infini, mais un certain nombre de contraintes permet d'en réduire le nombre.

Une première approche peut être faite sur des structures simples en couches horizontales parallèles et nous allons procéder de la même façon qu'en sismique réfraction, en commençant par la résolution du problème direct sur un modèle à deux couches.

a) Terrain à deux couches

On devrait plutôt parler d'un terrain à deux milieux. Le premier de résistivité ρ_1 forme une couche d'épaisseur constante h. Le second de résistivité ρ_2 s'étend vers le bas à l'infini (fig. 7.6).

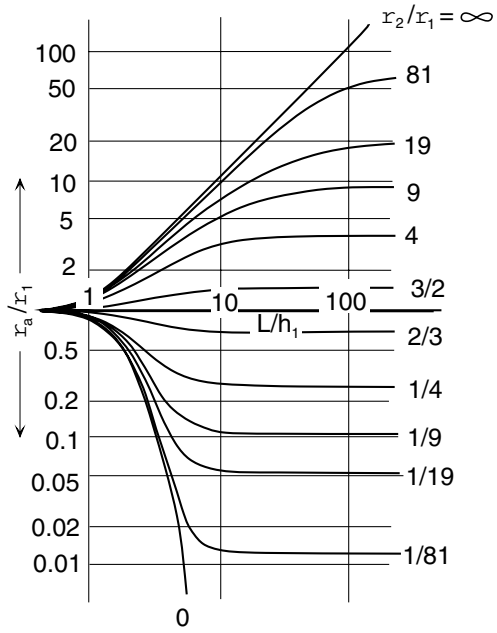


Figure 7.6 – Terrain à deux couches.
On représente ici les abaques permettant d'obtenir les trois paramètres dans le cas du sondage électrique montage Schlumberger.

On va procéder ici selon la méthode du sondage électrique avec un montage de type Schlumberger. La relation entre ρ_a que l'on mesure, les paramètres du milieu et

la distance entre les électrodes AB est :

$$\frac{\rho_a}{\rho_1} = F\left(\frac{\rho_2}{\rho_1},\ \frac{L}{h}\right).$$

La fonction F est difficile à établir et on préfère dans l'analyse qui suit raisonner sur des abaques construits point par point. En abscisse de ces abaques on porte le logarithme du rapport L/h, en ordonnée le logarithme du rapport ρ_2/ρ_1 (figure 7.6).

Au point O, centre de symétrie du montage, on déploiera d'abord des lignes AB et MN telle que la distance AB soit petite par rapport à l'épaisseur h supposée. La distance MN des électrodes de réception est très petite par rapport à AB. Dans l'opération de sondage électrique que l'on va mener on fera croître AB et MN, ce qui au fur et à mesure du déroulement des mesures nous amènera à injecter un courant d'intensité de plus en plus grande pour obtenir entre MN un potentiel suffisamment grand qui soit mesurable. Cela signifie que l'on commencera en utilisant des piles électriques puis des batteries de piles puis des accumulateurs et pour les grandes distances quelquefois un groupe électrogène.

Pour des distances petites entre A et B la grande majorité, sinon toutes les lignes de courant, se trouveront dans la première couche et par conséquent la résistivité apparente $\rho_a = \rho_1$. On en déduira donc la valeur du paramètre ρ_1. On continue ainsi à augmenter L. Le rapport ρ_2/ρ_1 reste égal à 1. Puis se rapport prend une valeur soit inférieure soit supérieure à 1. Cela signifie qu'une part non négligeable des lignes de courant passe dans le second milieu. On dit alors que l'on *voit* ce milieu. Si le rapport est inférieur à 1 cela signifie que $\rho_2 < \rho_1$; s'il est supérieur à 1 c'est que $\rho_2 > \rho_1$. On admet (et l'on démontre) que l'on commence à *voir* le second milieu lorsque $h = L/8$, ce qui permet de calculer h et par la suite l'abscisse $\mathrm{Log}(L/h)$.

On a donc déjà obtenu deux des trois paramètres recherchés. La suite du sondage permettra d'obtenir le troisième ρ_2. Pour cela, on pointe sur le graphe de la (fig. 7.6) $\mathrm{Log}(\rho_a/\rho_1)$ en fonction de $\mathrm{Log}(L/h)$ par les mesures successives de ρ_a pour chaque valeur de L.

Les points de mesure se placent ainsi suivant une courbe qui se situe entre les différentes courbes théoriques de l'abaque. On obtient ainsi le rapport ρ_2/ρ_1 (fig. 7.6).

b) Terrains à trois couches

Le principe du traitement est le même que dans l'exemple précédent. On a ici une fonction encore plus complexe reliant de principaux paramètres qui sont au nombre de 5 :

$$\frac{\rho_a}{\rho_1} = F\left(\frac{\rho_1}{\rho_2},\ \frac{\rho_2}{\rho_3},\ \frac{h_1}{h_2},\ \frac{L}{h_1}\right).$$

Les mesures ici sont L distance entre A et B et ρ_a.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

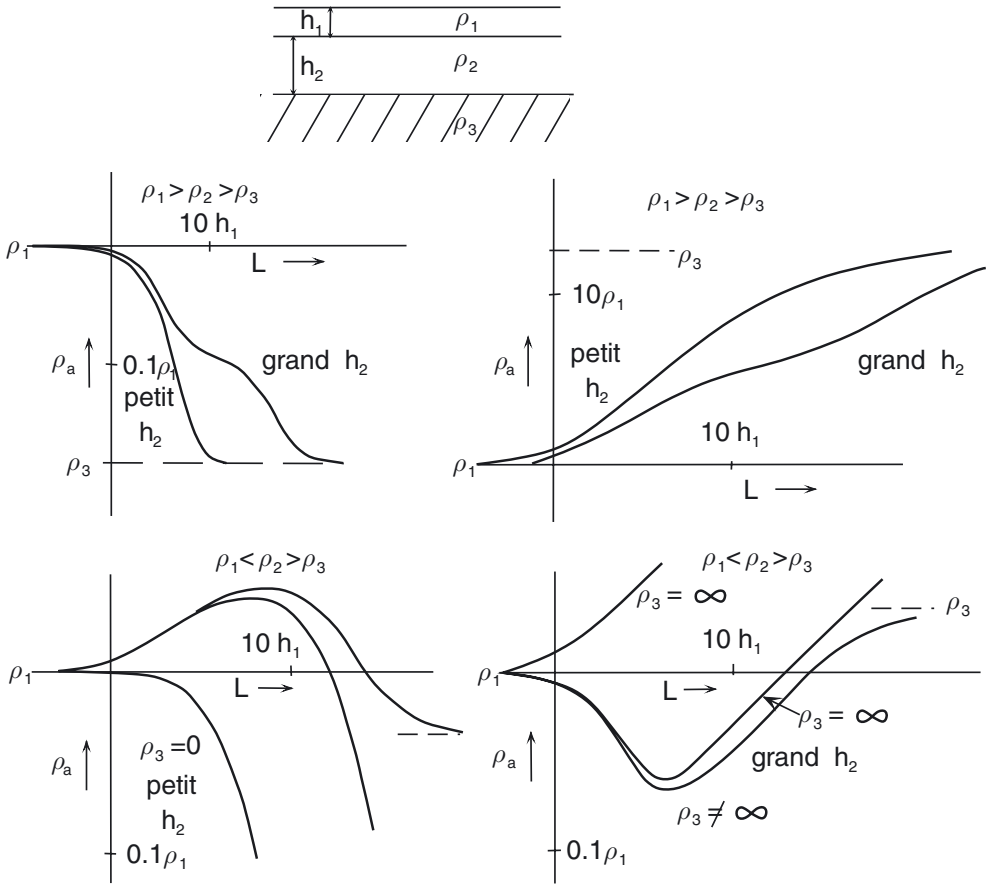


Figure 7.7 – Terrain à trois couches.

On a ici cinq paramètres à déterminer. On utilise toujours un sondage électrique montage Schlumberger. Le jeu d'abaques comprend quatre cas possibles suivant les résistivités des trois milieux.

La figure 7.7 illustre les différents types d'abaques à utiliser suivant les rapports de résistivité entre les trois milieux différents.

7.2.4 La méthode des images électriques

Une méthode de calcul du potentiel dû à une injection de courant en un point a été proposée par Hummel. Il s'agit de la méthode des images électriques dont le principe est le suivant. Sur la figure 7.8, considérons une couche horizontale d'épaisseur h_1 et de résistivité ρ_1 recouvrant un milieu homogène de résistivité ρ_2.

Le potentiel dû à un point électrode C par lequel un courant d'intensité I est injecté dans la terre est calculé par Hummel suivant la méthode des images électriques et il s'exprime comme la somme :

1. du potentiel de la source C dans un milieu semi-infini de résistivité ρ_1, soit $I\rho_1/2\pi CP$,
2. des potentiels des sources fictives C', C'', C''', $\cdots$ images successives (fig. 7.8) :
   - C' est l'image de C dans le plan $z = h_1$.
   - C'' est l'image de C' par rapport au plan $z = 0$ (surface du sol).
   - C''' est l'image de C'' par rapport au plan $z = h_1$, etc.

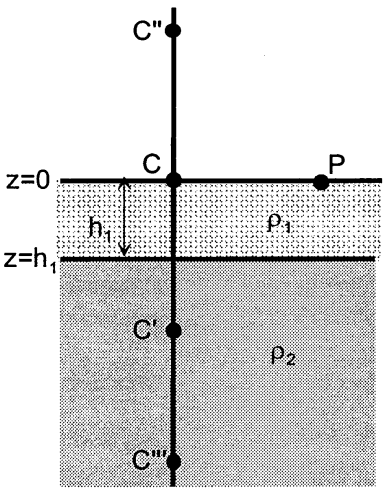


Figure 7.8 – La méthode des images électriques.
Cette méthode de Hummel permet de calculer le potentiel en P si l'on injecte un courant en C. C' est l'image de C par rapport au plan séparant 1 et 2, C'' est l'image de c' par rapport à la surface du sol, etc.

Les valeurs de ces potentiels successifs sont de plus en plus petites lorsqu'on poursuit les itérations. On arrête la sommation lorsque l'on atteint des valeurs inférieures aux erreurs de mesures.

Cette méthode s'applique successivement avec une suite d'interfaces séparant des milieux de résistivité variable. On peut ainsi calculer grâce à l'utilisation d'un calculateur les potentiels en tout point pour des modèles multi-couches. L'ajustement modèles observations se fait suivant la méthode logique exposée en début d'ouvrage et valable pour tout type de modélisation. Il n'y a donc pas, en principe, de limitation au nombre de couches. Les algorithmes actuels s'arrêtent généralement au nombre de vingt. Ils sont bien évidemment applicables à tous les types de montages géométriques $ABMN$.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

7.3 Les autres méthodes électriques et électromagnétiques

Nous citerons ici seulement quelques-unes des méthodes utilisées faisant appel à l'injection de courants dans le sol, ou à des mesures passives, ou à la combinaison des méthodes électriques et magnétiques.

7.3.1 La polarisation spontanée ou (PS ou SP pour Self Potential)

Certains corps géologiques, amas de minerai, par exemple, dont une partie est située dans du sable imbibé d'eau et l'autre partie dans des argiles situées sous la nappe, se comportent comme des piles électriques. On mesure alors en surface des potentiels électriques variant suivant la géométrie du corps que l'on peut ainsi modéliser (positions du pôle positif et du pôle négatif de cette pile naturelle). Cette méthode est particulièrement bien adaptée à l'étude des circulations souterraines de fluides et trouve des applications notamment en environnement, dans la délimitation des panaches de pollutions, ou encore en volcanologie dans l'étude de la circulation hydrothermale dans les édifices volcaniques.

7.3.2 La méthode tellurique

Les impacts des électrons du vent solaire sur l'ionosphère terrestre créent des ondes électromagnétiques qui génèrent dans le sol des courants circulant dans les couches conductrices du sol. On appelle ces courants permanents (fort gênants d'ailleurs dans les opérations de sondages électriques) les *courants telluriques*. Ils sont alternatifs, leur période est comprise entre 10 et 30 s et leur direction varie dans le temps.

Le principe de la méthode tellurique, qui est passive, consiste à mesurer simultanément le vecteur champ électrique $\boldsymbol{E}$ à une station fixe et à une station mobile sur la zone à prospecter. Le rapport des aires des ellipses décrites par le vecteur champ à la station mobile et à la station fixe est égal au rapport des conductances sous la station fixe et sous la station mobile. On peut donc ainsi faire des cartes de la conductance, inverse de la résistivité.

7.3.3 Prospection électromagnétique

Il s'agit d'une méthode qui utilise le réponse du sol à la propagation des champs électromagnétiques composés d'une intensité électrique alternative et d'une force magnétique.

On peut générer les champs électromagnétiques en faisant passer un courant alternatif dans une petite bobine composée de plusieurs tours d'un fil, ou bien à l'aide d'une grande boucle de fil.

La réponse du sol consiste en la génération de champs électromagnétiques secondaires (qui peuvent être détectés) par les courants alternatifs (*eddy currents*) qui sont induits (par le dispositif de transmission) dans le sol et que l'on recueille sur la bobine d'un enregistreur. On voit que dans ce dispositif il n'y a aucun contact avec le sol (On peut utiliser la méthode en prospection aéroportée). L'avantage principal de la méthode est sa rapidité de mise en œuvre.

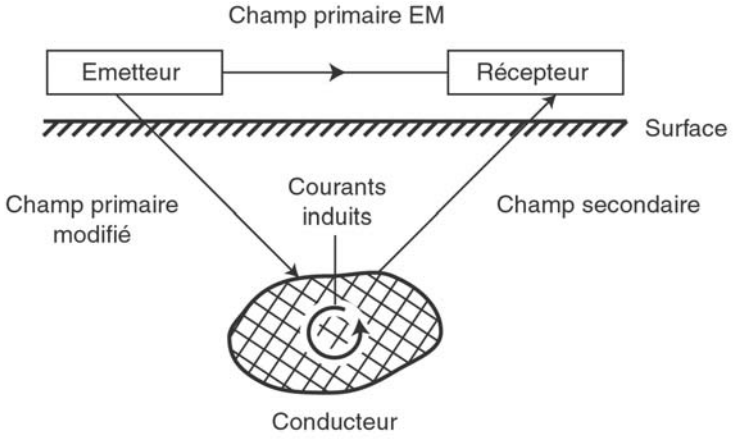


Figure 7.9 – Principe de la méthode électromagnétique.

a) Profondeur de pénétration

La profondeur de pénétration d'un champ électromagnétique dépend de sa fréquence et de la conductivité électrique du milieu dans lequel il s'est propagé. L'amplitude des champs électromagnétiques dans le sol décroît exponentiellement avec la profondeur

$$A_h = A_0 e^{-1}$$

$$h = 503,8(\sigma f)^{-1/2}$$

où h est la profondeur en mètres σ la conductivité en $S\,m^{-1}$ et f la fréquence du champ en Hz.

7.3.4 La méthode magnéto-tellurique MT

Cette méthode exploite le phénomène physique dit *effet de peau* (*skin effect* en anglais) qui se traduit par le fait que les courants circulent sur une épaisseur d'autant

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

plus grande que leur fréquence est basse. On définit ainsi une profondeur de pénétration :

$$p = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{10\rho}{f}}$$

où p est la profondeur de pénétration en km, ρ la résistivité en ohm-mètres et f la fréquence en hertz.

Si l'on mesure simultanément dans le cas d'un sous-sol formé de couches horizontales les composantes horizontales électrique et magnétique E_y et H_x selon des directions orthogonales on obtiendra la résistivité apparente pour chaque fréquence :

$$\rho_a = \frac{0,2}{f}\left(\frac{E_y}{H_x}\right)^2$$

On peut réaliser ainsi des sondages magnéto-telluriques.

7.3.5 Le radar

Elles sont semblables à la précédente mais on remplace les courants telluriques par des signaux produits par un dispositif d'émission. La gamme de fréquence de ces signaux dépend du type de problèmes à étudier, en l'occurrence de la profondeur d'investigation à atteindre.

Donnons le plus simplement possible le principe de la propagation des ondes électro-magnétiques.

a) Principe de la méthode Radar

Cette méthode est utilisée de plus en plus dans les méthodes de prospection et imagerie des sols à petite échelle. Nous en résumons ici le principe et les applications en suivant la présentation qu'en donnent Mari *et al.* (1998) dans leur ouvrage sur la géophysique de gisement et de génie civil.

Dans un milieu isotrope homogène, le champ électrique $\boldsymbol{E}$ associé à la propagation d'une onde plane vérifie l'équation de Maxwell :

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} = \mu\,\sigma\,\frac{\delta \boldsymbol{E}}{\delta t} + \mu\,\varepsilon\,\frac{\delta^2 \boldsymbol{E}}{\delta t^2},$$

dans laquelle, $\varepsilon = \varepsilon_0\,\varepsilon_r$ est la permittivité diélectrique du milieu, ε_0 et ε_r sont respectivement la *permittivité diélectrique* dans le vide et la *permittivité diélectrique relative* du milieu.

$\mu = \mu_0\mu_r$ est la perméabilité magnétique μ_0 et μ_r étant les *perméabilités magnétiques* dans le vide et relative.

σ est la *conductivité* du milieu.

L'unité de la permittivité diélectrique (ainsi que celle du vide) est le farad par mètre ; la permittivité relative est sans dimension ; elle est de 4 dans la glace de 10 dans une argile saturée, de 30 dans un sable saturé de 81 dans l'eau douce.

Dans l'équation précédente le premier terme du membre de droite est un terme de diffusion, le second un terme de propagation. Pour une propagation suivant la direction z verticale, l'équation devient :

$$\frac{\delta^2 \boldsymbol{E}}{\delta z^2} = \mu\,\sigma\,\frac{\delta \boldsymbol{E}}{\delta t} + \mu\,\varepsilon\,\frac{\delta^2 \boldsymbol{E}}{\delta t^2}$$

dont une solution s'écrit :

$$E(z,t) = E_0 e^{-\alpha z} e^{i(\omega t - \beta z)}$$

Il s'agit là de l'expression d'une onde monochromatique de pulsation ω, se propageant dans la direction z à la vitesse de phase $v = \omega/\beta$ avec un coefficient d'atténuation α.

La combinaison des deux équations précédentes donne

$$(\alpha + i\beta)^2 = i\mu\sigma\omega - \mu\varepsilon\omega^2,$$

et les constante d'atténuation α et de phase β verifient le système d'équations :

$$\alpha^2 - \beta^2 = -\mu\varepsilon\omega^2$$

$$2\alpha\beta = \mu\sigma\omega$$

dont la résolution permet de calculer les constantes d'atténuation et de phase en fonction des paramètres du milieu permittivité diélectrique, perméabilité magnétique, conductivité du milieu et pulsation de l'onde :

$$\alpha = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon\mu c^2}{2}\left(-1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2}\right)} \quad \beta = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon\mu c^2}{2}\left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2}\right)}$$

où c est la vitesse de l'onde électromagnétique dans l'air sans atténuation, $c = 1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ soit 3×10^8 m/s.

La quantité $\sigma/\varepsilon\omega$ varie suivant les matériaux :

- les matériaux diélectriques : $\sigma/\varepsilon\omega < 0{,}01$;
- les matériaux peu conducteurs : $0{,}01 < \sigma/\varepsilon\omega < 100$;
- les matériaux conducteurs : $100 < \sigma/\varepsilon\omega$.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Pour les matériaux bons conducteurs, les courants de déplacement (du fait de la propriété diélectrique du milieu) sont négligeables devant les courants de conduction et l'équation initiale se réduit à une équation de diffusion. Pour les matériaux à faible conductivité et pour des fréquences élevées, les courants de déplacement prédominent, les courants de conduction deviennent négligeables et l'équation initiale devient une équation de propagation.

C'est ce phénomène de propagation que l'on privilégie en utilisant des fréquences élevées dans la prospection radar, $\omega \gg \sigma/\varepsilon$.

L'atténuation de l'onde électromagnétique, l'onde radar, α est exprimée en dB/m et sa vitesse de propagation $v = \omega/\beta$ en m/μs ou cm/ns.

La vitesse de l'onde radar est approchée sous la forme :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}},$$

dans laquelle :

- v est la vitesse de l'onde radar, en m/μs
- c est la vitesse de la lumière dans le vide : 300 m/μs
- ε_r est la permittivité relative du milieu.

L'atténuation de l'onde radar est approchée sous la forme :

$$\alpha = 1\,640\frac{1}{\rho\sqrt{\varepsilon_r}}$$

dans laquelle :

- α est l'atténuation, en dB/m,
- ρ est la résistivité du milieu à la fréqence considérée, ω, en ohm/m
- ε_r est la permittivité relative du milieu (qui varie de 1 dans l'air à 81 dans l'eau).

b) La méthode radar en surface

Le principe de la méthode exposé plus haut nous a montré l'existence d'une propagation d'onde électromagnétique plane. En surface, cette méthode est comparable à la méthode sismique réflexion.

Ici, la source est une antenne générant une impulsion électromagnétique très haute fréquence qui varie entre quelques dizaines de MHz au GHz. Les ondes électromagnétiques propagées dans le sol et réfléchies aux interfaces des différents milieux sont enregistrées sur une antenne réceptrice. La distance entre les antennes émettrice

et réceptrice varie de quelques centimètres à quelques mètres. Les dispositifs géométriques peuvent être semblables à ceux de la sismique réflexion : données en collections point de tir commun, point milieu commun ou encore sections de type couverture multiple. Généralement on utilise un dispositif dit *section à déport constant*, dans lequel on déplace les antennes émettrice et réceptrice le long d'un profil en gardant entre celles-ci une distance constante.

Nous ne développerons pas toutes les méthodes d'utilisation du radar que le lecteur intéressé pourra trouver dans des ouvrages spécialisés, en particulier en ce qui concerne l'utilisation de la méthode en diagraphie dans les forages.

Nous donnons en revanche une figure montrant l'influence de la fréquence dans la profondeur d'investigation et dans la résolution sur trois sections en un même lieu à déport constant (fig. 7.10).

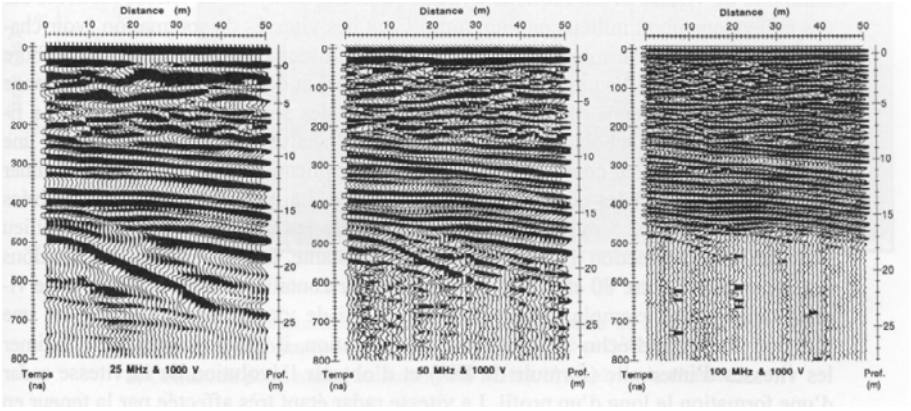


Figure 7.10 – Profondeur d'investigation (PI) et résolution verticale (RV) en fonction de la fréquence d'émission (FE) (d'après Jol, 1995 in Géophysique de Gisement et de Génie Civil, Mari *et al.* 1998) : à gauche, FE = 25 MHz, PI = 28 m, RV = 0,76 m ; au centre, FE = 50 MHz, PI = 24 m, RV = 0,37 m ; à droite, FE = 100 MHz, PI = 19 m, RV = 0,21 m.

La méthode radar est essentiellement utilisée en géotechnique. Elle permet d'obtenir des images des structures et d'évaluer l'état de « santé » des ouvrages d'art, de localiser le toit des nappes phréatiques pour en détecter les mouvements verticaux, de détecter les conduites métalliques.

Le traitement des données radar est comparable au traitement des données de sismique réflexion.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Exercices

7.1 Calculer le facteur géométrique pour un montage lorsque le dipôle MN est sur la médiatrice de AB.

7.2 Même question pour le montage dit du carré où MN et AB sont deux côtés opposés de longueur a.

Corrigés

7.1 En appliquant la formule générale, on trouve un facteur géométrique :

$$f = 0$$

Car MB = MA et NB = NA. Donc la médiatrice de AB est le lieu de potentiel nul (dans le cas d'un milieu homogène).

7.2 En procédant comme précédemment on obtient :

$$f = (2 - \sqrt{2})/a$$

dans laquelle a est le côté du carré.

TRIGONOMÉTRIE SPHÉRIQUE

A

Sur la sphère, la géométrie euclidienne, plane, ne s'applique pas : les côtés d'un triangle sphérique ne sont plus des segments, mais des arcs de grands cercles[1] et la somme des angles du triangle est supérieure à π.

A.1 CONVENTIONS

Un triangle sphérique est défini, comme représenté dans la figure ci-dessous, par l'intersection des 3 grands cercles passant 2 à 2 par les 3 points A, B et C. On note a le côté opposé à A, b le côté opposé à B, c le côté opposé à C. Noter que les longueurs a, b et c s'expriment comme des angles, angles formés par les rayons r passant par chaque paire de point AB, AC et BC. On note $\alpha\beta$ et γ les angles formés à la surface de la sphère par les 2 grands cercles passant par A, B et C, respectivement. Dans ce triangle, les côtés et les angles sont liés par 2 relations fondamentales : la formule des cosinus et la formule des sinus.

A.2 FORMULE DES COSINUS

La formule des cosinus relie la longueur d' un côté du triangle (par ex. c) aux deux autres côtés (a et b) ainsi qu'à l'angle (γ) entre les deux :

$$\cos c = \cos a . \cos b + \sin a . \sin b . \cos \gamma$$

qui peut également s'écrire :

$$\cos \gamma = \frac{\cos c - \cos a . \cos b}{\sin a . \sin b}$$

A.3 FORMULE DES SINUS

Elle repose sur l'analogie entre longueur des côtés et angles au sommet dans le triangle sphérique, et s'exprime :

$$\frac{\sin a}{\sin \alpha} = \frac{\sin b}{\sin \beta} = \frac{\sin c}{\sin \gamma}$$

1. Sur la sphère, un grand-cercle est défini comme l'intersection de la surface de la sphère avec un plan passant par le centre O de la sphère ; les longitudes terrestres sont des grands-cercles. Par opposition, un petit-cercle est défini comme l'intersection de la surface de la sphère avec un cône dont le sommet est le centre O de la sphère ; les latitudes terrestres sont des petits-cercles.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

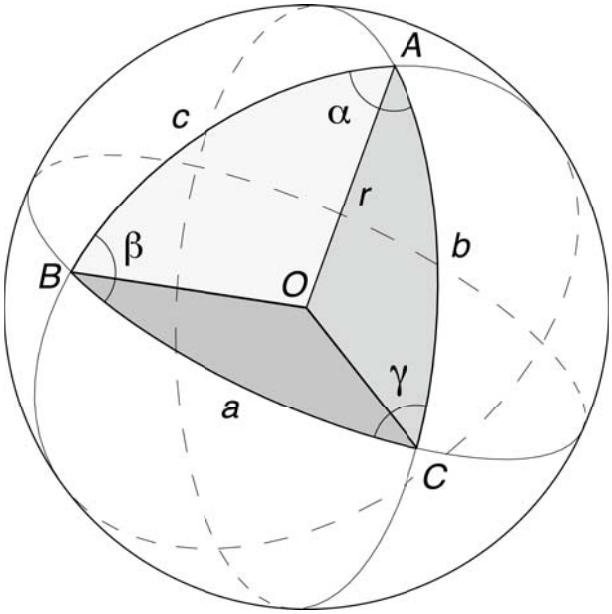


Figure A.1– **Le triangle sphérique.**

A.4 Exemples d'application

A.4.1 Calcul de la distance entre 2 points sur le globe terrestre

Soit 2 points A et B à la surface du Globe, de coordonnées géographiques (Latitude, Longitude) : $\{\lambda_A, \phi_A\}$ et $\{\lambda_B, \phi_B\}$ respectivement, quelle distance d_{AB} sépare ces 2 points ? En plaçant le point C au pôle Nord du Globe, on définit :

- r : rayon du Globe ;
- $\Delta\phi$: différence de longitude entre les 2 points (angle γ) ;
- θ_A et θ_B : colatitudes des points A et B, définies comme : $\theta = \pi/2 - \lambda$ (longueurs a et b)

D' après la formule des cosinus, il vient :

$$d_{AB} = rc = r.\arccos(\cos\theta_A.\cos\theta_B + \sin\theta_A.\sin\theta_B.\cos\Delta\phi)$$

ou, en évitant de calculer les colatitudes θ :

$$d_{AB} = rc = r.\arccos(\sin\lambda_A.\sin\lambda_B + \cos\lambda_A.\cos\lambda_B.\cos\Delta\phi)$$

A.4.2 Aire du triangle sphérique

L'aire d'un triangle sphérique ε se calcule en utilisant l'une des deux formules suivantes :

- par les angles au sommet :

$$\varepsilon = \alpha + \beta + \gamma - \pi$$

- par la longueur des côtés :

on définit le demi-périmètre du triangle sphérique :

$$s = (a + b + c)/2$$

qui entre dans la formule de L'Huillier :

$$\tan^2 \frac{\varepsilon}{4} = \tan \frac{s}{2} . \tan \frac{s-a}{2} . \tan \frac{s-b}{2} . \tan \frac{s-c}{2}$$

Nota : l'aire ε est un angle solide qui s'exprime en *stéradian*. La surface dans le système métrique S, s'obtient par $S = \varepsilon.r^2$, où r est le rayon de la sphère...

A.4.3 Calcul de la position du PGV en paléomagnétisme

Objectif : à partir de la direction moyenne de l'aimantation rémanente portée par une formation géologique, calculer la position du pôle géomagnétique virtuel *(PGV)* correspondant.

On dispose de (fig. A.2) :

- (λs, ϕs) : latitude et longitude du site d'échantillonnage S ;
- (Dm, Im) : déclinaison, inclinaison moyennes de l'aimantation mesurée dans les échantillons.

Et on cherche :

- (λp, ϕp) : latitude et longitude du PGV.

À partir de ces données, on peut construire le triangle sphérique délimité par les 3 points suivants : le pôle Nord, le site S, le PGV (fig. A.2).

(1). Dans un premier temps on calcule la paléo-colatitude θ du site par rapport au pôle nord de l'époque de formation de la roche. La fameuse hypothèse du dipôle axial centré stipule : $\tan I = 2 \tan \lambda$ il découle que :

$$\theta = \cot^{-1}\left(\frac{\tan I_m}{2}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{2}{\tan I_m}\right)$$

(*N.B. : on utilise ici la notation anglo-saxone où* $\mathbf{tan}^{-1}$ *signifie* **arctangente**, $\mathbf{sin}^{-1}$ *signifie* **arcsinus**, *etc.*)

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

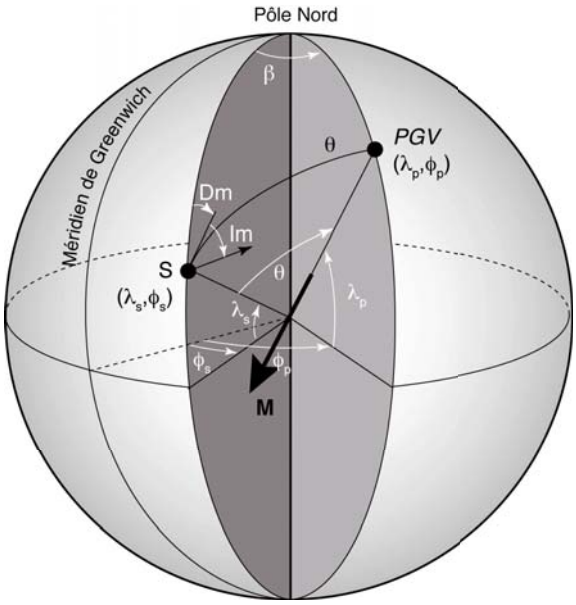


Figure A.2 – Définitions pour le calcul de PGV en paléomagnétisme. *Modifié d' après BUTLER (1998).*

(2). On peut alors calculer λp, la latitude du VGP, en utilisant la formule des cosinus qui peut s'écrire ici :

$$\cos(90^\circ - \lambda_p) = \cos(90^\circ - \lambda_s)\cos\theta + \sin(90^\circ - \lambda_s)\sin\theta\cos(D_m)$$

d'où λp, qui se réarrange en :

$$\lambda_p = \sin^{-1}(\sin\lambda_s\cos\theta + \cos\lambda_s\sin\theta\cos D_m)$$

(3). La formule des sinus permet ensuite de calculer β, la différence de longitude entre le site (ϕ_s) et le VGP (ϕ_p), en écrivant :

$$\frac{\sin\theta}{\sin\beta} = \frac{\sin(90^\circ - \lambda_p)}{\sin D_m}$$

et on obtient β par :

$$\beta = \sin^{-1}\left(\frac{\sin\theta\sin D_m}{\cos\lambda_p}\right)$$

Pour déterminer ϕ_p, 2 cas de figures sont finalement à considérer :

- Si $\cos\theta \geqslant \sin\lambda_s\sin\lambda_p$ alors $\phi_p = \phi_s + \beta$
- Si $\cos\theta < \sin\lambda_s\sin\lambda_p$ alors $\phi_p = \phi_s + 180^\circ - \beta$

Voir application numérique à l'exercice 3 du chapitre 6.

Bibliographie

Ouvrages en français

Serge Botton, Françoise Duquene, Yves Egels, Michel Even et Pascal Willis, *GPS localisation et navigation*, Hermes, 1997.

Annie Cazenave, Kurt Feigl : *Formes et mouvements de la Terre, satellites et géodésie*, Belin, CNRS éditions, 1994.

Annie Cazenave et André Massonnet, *La Terre vue de l'espace,* Belin, 2004.

Jacques Dubois, *La gravimétrie en mer*, Ed. Institut océanographique, Paris, 1997.

Hélène Hébert et François Schindelé, *Peut-on prévoir les tsunamis,* Le Pommier, 2006.

Christophe Larroque et Jean Virieux, *Physique de la Terre solide : observations et théories*, Editions scientifiques G.B., 2001.

Michel Lavergne, *Méthodes sismiques*, Technip Paris 1986.

Jean-Luc Mari, Georges Arens, Dominique Chapellier & Pierre Gaudiani, *Géophysique de Gisement et de Génie Civil*, Ed. Technip, Paris 1998.

Jean-Paul Montagner, *Sismologie : la musique de la Terre*, Hachette, 1997.

Hervé Philip, Jean-Claude Bousquet et Frédéric Masson, *Séismes et risques sismiques,* Dunod, 2007.

Florence Trystam, *Le procès des étoiles*, Seghers-Payot 1993.

Michel Westphal, *Paléomagnétisme et magnétisme de roches*, Doin éditeurs, Paris, 1986.

Ouvrages en anglais

K. Aki & P.G. Richards, *Quantitative Sismology ; Theory and methods*, Freeman, 1980.

Robert F. Butler. *Palemagnetism: Magnetic domains To geologic Terranes*. Electronic Editions, 1998.

Richard J. Blakely, *Potential Theory in Gravity & Magnetic Applications*, Cambridge University Press, Cambridge 1996.

S. Breiner, *Applications Manuel for Portable Magnetometers*, Geometrics, 1973.

P. Kearey, M. Brooks et I. Hill, *An introduction to Geophysical Exploration*, 3rd, Blackwell Scientific Publications, 2002.

P. Lorrain, D.P. Corson & F. Lorrain, *Electromagnetic Fields and Waves*, W.H. Freeman and Co, New York, 1988.

John Milsom, *Field geophysics*, Geological Society of London, Handbook series, 1989.

D.S. Parasnis, *Principle of applied geophysics*, 5^{rme} ed. Chapman and Hall, London, 1997.

W.M. Telford, L.P. Geldart, R.E. Sherif, D.A. Keys, *Applied geophysics*, Cambridge University Press, Cambridge 1990.

W. Torge, *Gravimetry*, Walter de Gruyter, 1989.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Quelques sites Internet intéressants

En français

Institut de Physique du Globe de Paris : http://www.ipgp.fr
École et Observatoire de Strasbourg : http://eost.u-strasbg.fr/
Bureau Gravimétrique International : http://bgi.omp.obs-mip.fr
Bureau de recherches géologiques et minières : http://www.brgm.fr
http://www.unavco.org/
http://web.ics.purdue.edu/~ecalais/
Sur DORIS : http://www.cls.fr/html/doris/welcome_fr.html
Sur Galileo : http://europa.eu.int/comm/dgs/energy_transport/galileo/index_fr.htm

En anglais

Gradiométrie : http://www.bellgeo.com/
Sismologie : http://www.emsc-csem.org/
Sur Eötvös : http://www.elgi.hu/museum

INDEX

A

abaque 56
accélération
  centrifuge, **9**, 10, 12
  de la pesanteur, **9**, 13
  gravitationnelle, **9**, 12
aimantation **198**
  anhystérétique (ARA), **200**
  induite, 212
  piézorémanente (APR), **200**
  rémanente, 212, 213
    chimique (ARC), **200**
    détritique (ARD), **200**
    isotherme (ARI), **200**
    visqueuse (ARV), **200**
  surfacique, **215**
  thermorémanente (ATR), **199**
  thermorémanente partielle (ATRp), **199**
  volumique, **215**
aliasing **155**
altérations des roches **223**
altitude 43, 63
altitude orthométrique 43
ampère par mètre ($A \cdot m^{-1}$) **180**
ampèremètre 226
amplificateur
  à cadrage de gain, 156
angle critique **105**
anisotrope **96**
anomalie 4, **4**, 70, 209, 212, 215, 216
  à l'air libre, 52, **52**
  de Bouguer, **53**, 58, 60–64, 78, 82, 85
    complète, 57, 58
    simple, 57, **57**
  de l'intensité, 207
  de pesanteur, 38
  des courbes de propagation, **109**
  du champ magnétique, 212
  du géoïde, **23**, **36**, 37–39
  gravimétrique, 79, 83, 85
  magnétique, 179, **204**, 207, 219
  régionale, **52**, **77**, 78
  théorique, 212, 218
approche (géomagnétisme)
  qualitative, **212**
  quantitative, **215**
archéomagnétisme 179, **198**, **201**
Association Internationale de Géodésie (AIG) 27
astatisé (gravimètre) **28**
asthénosphère **132**
atténuation 240
attraction
  gravitationnelle, 13
  lunaire, 22
  luni-solaire, 52
  newtonienne, **9**, 11

B

balances de torsion **35**
bande
  mince, 218
    infinie, 217, **217**
barres fluxmètres **186**
basaltes métamorphisés **130**
base gravimétrique de premier ordre **27**
basement **130**
bathymétrie **58**, 148, 149
bobine d'Helmoltz **186**
boucle **110**, 134
Bouguer Pierre **54**, 63
branche d'hyperbole 142
bruit
  cohérent, **159**
  incohérent, **159**
Bulk modulus **100**

C

calcul d'erreur **5**
caldera 128
camions vibrateurs **152**
canon **151**
  à air, **151**
  à eau, **151**
  à vapeur, **151**
capteur 150, **151**
carte
  d'anomalies, 70
  de potentiel, **231**
  de résistivité, **231**
cas d'un milieu inhomogène **227**
cas de deux électrodes 226
cas de quatre électrodes 226
cas des couches parallèles **169**
chaîne
  de traitement, 164
  sismique, **150**
Chambon-la-Forêt 189
Champ 188

champ
  de force magnétique, **180**
  de pesanteur, **7**, 38
  du dipôle
    centré, 210
  électrique, **224**
  géomagnétique, 188
  interne, **210**
  lointain, **4**
  magnétique
    principal, 134
    terrestre, **179**
  principal, **189**, 210
  proche, **4**
  total, 211, 213
  transitoire, **189**
  vectoriel, 13
champ électromagnétique 237
champs électromagnétiques 237
charge magnétique fictive **215**
chute libre d'un corps **24**
circuits bouclés 30
coalescence des anomalies 84
Cocorp 129
coda **111**
coefficient(s)
  de Poisson, **97**
  de réflexion, **146**
  de transmission, **146**
coefficients de réflexion **168**
comportement mécanique de la lithosphère **7**
composition **160**
compression **121**
conductivité **223**
  du milieu, 239
constante de gravitation universelle **10**
contrastes d'aimantation 212
convertisseur analogique numérique 156
coordonnées géographiques 41
corps
  élastiques, **96**
  homogènes, **96**
  isotropes, **96**
correction(s) **51–53**
  à l'air libre, **52**, 57
  d'Eötvös, **33**
  de Bouguer, **55**
  de plateau, **55**, 57
  de terrain, **55**, 57
  dynamiques, **142**, 160, **160**, 161
  statiques, **160**
couche
  à moindre vitesse, 132
  horizontale, **172**
  océanique, **130**
couple de cisaillement 99
courant tellurique **236**
courants alternatifs **237**
couverture multiple **157**
couvertures multiples 3D **166**
Cox (1968) **208**
croûte 212
  continentale, **129**, **135**
  océanique, **130**, **135**
  terrestre, **128**, 131
cylindre horizontal **72**

D

datum 41
datum plane **160**
déconvolution
  après sommation, **162**
  avant sommation, **162**
déformation 96
  élastique, 102
  par glissement, 98, 99
demi-espace 225
demi-plan **73**, 74
densité 8, **8**, 12, 58, 60, 61, 136
  de courant, **224**
  de flux, **179**, **180**
  du milieu, 103
dérive instrumentale **30**
dérivée **81**
  horizontale, 84
  verticale, 81, 83, 84
détermination
  des hypocentres, **116**
  des mécanismes focaux, 123
deux dimensions et demi 76
deuxième condition d'équilibre **95**
diagraphie 241
diamagnétisme **198**
différence de potentiel 223, 227
différentes formes d'aimantation 199
Differential GPS = DGPS 48
dike large 214
dilatation **121**
dipôle
  incliné, 215
  magnétique, **180**
discontinuité
  à 104°, 132
  cinématique, 103
  de Conrad, **129**
  de Foertsch, 129
  de Mohorovicic, **129**
  des 400 km, 132
distance épicentrale 108, **108**, 126
distribution des sources **69**
Doris 45

double couple 123
double source 164
droite hodochrone 142
dromochronique **170**, 172
dynamo 179, **207**
  auto-entretenue, 134
  de Rikitake, 211, **211**
  disque homopolaire, **210**
  terrestre, **210**

E

échantillonnage 155
échelle **2**
  d'inversion, **208**
  spatiale, **2**
  temporelle, **2**
écorce terrestre **129**
Ecors 130
effet
  de peau, **237**
  de pointe, **148**
  gravimétrique, 70
  luni-solaire, **20**
électrode 223, 233
élément
  actif, 152, 154
  neutre, 152, 154
élimination
  des multiples, **162**
  du pédalage, **162**
ellipsoïde 51
  de référence, **16**, 36, 38
encaissant 72
énergie
  des ondes réfléchies, 146
  des séismes, **124**
  sismique, **118**
enregistreur
  LaCour, **185**
Eötvös **13**
épicentre **116**
équation
  de Maxwell, 238
  de propagation, 240
équilibre isostatique **65**
étalonnage **29**
étinceleur **151**

F

facteur
  d'atténuation, **149**
  géométrique, 229, 230
    du montage, **227**
  Q, **149**
ferromagnétisme **198**
filtrage (sismique) **156**, 158
  dans le domaine spatial, **157**
  dans le domaine spectral, **156**
  dans le domaine temporel, **156**
  en nombre d'onde, 157
filtre 189
  analogique, 156
flûte **164**
  multitrace, 163
  sismique, 151
    marine, 154
fonds océaniques 209
force
  de tension, 94, **95**
formateur 156
forme de la Terre **7**
formule
  d'Herglotz-Wiechert, **109**
  de Dix, 144
foyer **108**, **116**
fréquence
  d'échantillonnage, **154**
  de Larmor, **185**
  de Nyquist, **155**
front d'onde **103**, 104
  avant, **103**
  incident, **105**
front réfracté 106

G

gabbros 130
gal 12
géodésie 54
  spatiale, **8**
géodynamique **1**, 179
géoïde **16**, 36, 52–55, 58, 65
géomagnétisme 179, **179**
géométrie des rais 141
géophone **151**
géophysique appliquée **1**, 179, 208
Goce 40, **40**
GPS 167
Gps (*Global Positioning System*) **45**
GPS (Global Positioning System) 41
Grace 40
gradient 36
  de la pesanteur, **13**, **35**
  horizontal, **35**, 84
  vertical, 81, 84, 85
gradiométrie gravitationnelle **36**
graine **132**, 134

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

gravimètre 35, 70
à ressort, **28**
absolu
FG5, 25
de fond de mer, **32**
de puits, **32**
Lacoste & Romberg, **28**, 31
relatif, **28**
Scintrex CG3, **29**
spécifiques, **32**
supraconducteur, **32**
gravimétrie **7**, 38, 54
gravité **10**
gravity unit **13**
Gutenberg et Richter 126

H

hauteurs ellipsoïdales 44
heure origine **116**
hodochrone **108**, 131, 134, 142, 170, 171
directe, 173
inverse, 173
homogène 224
hydrophone **151**, 154
hyperbole 148
de diffraction, 148, **148**
hypocentre **116**

I

images électriques **235**
impédance acoustique **146**
impédence acoustique **168**
impulsion électromagnétique 240
incidence critique 107
inclinaison 184
indice **108**
induction magnétique **179**
Inner core **134**
intensité **116**, 185, 223, **224**, 225
de l'anomalie, 207
de magnétisation, **180**
intercept **170**, 172
interface 105
géologique, **141**
inclinée, 173
interprétation des anomalies 207
de pesanteur, **69**
inversion 9
du champ, 213
magnétique terrestre, **208**
isostasie **63**, 65, 68
dynamique, **68**
locale, 67
régionale, **67**
isotrope **96**

L

laboratoire d'enregistrement 150, **154**
numérique, **156**
latitude 43
levé gravimétrique **63**
ligne de courant 233
limite manteau noyau **131**
lithosphère **131**
continentale, **135**
mécanique, **67**
océanique, **135**
loi
de Coulomb, **224**
de Descartes, 105, 108
de Hooke, **96**, 97, 98
de Newton, **10**
d'Ohm, **223**
de Snell-Descartes, **104**
de vitesse en profondeur, 108
longitude 43
longueur d'onde **71**, 84, 112, 190

M

macrosismique **116**
magnétomètre
à protons, **185**, 212
à résonance magnétique atomique, **184**
magnétomètre à vanne de flux **187**
magnétomètre scalaire **187**
magnétomètre vectoriel 187
magnétomètre vectoriel à vanne de flux **187**
magnétomètres scalaires 187
magnitude **116**, 118
de Richter, **124**
Magsat 187
manteau 133
profond, **131**
supérieur, 131, **131**
terrestre, **130**
marée
lunaire, 22
terrestre, **7**, 21–23
masse volumique 8, 12, 80
mécanisme
au foyer des séismes, **121**
isostatique, 68
méridien
magnétique, 184

mésosphère **132**
mesure **5**, 226
  absolue, **184**
    de la pesanteur, **23**
  altimétrique, 37
  gravimétrique, 70
  relative, **185**
    de la pesanteur, **26**
    sur des mobiles (navire, avion), 33
mesures spatiales 186
méthode
  absolue, 116
  d'Herglotz-Wiechert, 131
  de Bolt, **120**
  de Geiger, **119**
  de Hummel, 235
  de Nettleton, 61
  de Nettleton et de Parasnis, 60
  de Parasnis, 62
  de Talwani, 218
  de Talwani *et al*. (1964), **218**
  de zéro, **184**
  des images électriques, **234**
  des S-P, **118**, 119
  électromagnétiques, **238**
  fractale, 78
  JHD (*Joint Hypocenter Determination*), **120**
  magnéto-tellurique MT, **237**
  Radar, **238**
  radar en surface, **240**
  relative, 116
  sismique, **141**
  spectrale, 78
  tellurique, **236**
métrologie **5**
microgal (μGal) **12**
microgravimétrie 27
migration **149**, **162**, 165
milieu homogène isotrope 224
milligal (mGal) **12**
miroir 141
mixage **160**
modèle **2**, 51, 212
  d'Airy, **65**, 66–68
  de Pratt, 65, **65**
  de Rikitake, 211
  de Vening-Meinesz, **67**
  de Vine et Matthews, **209**
  double couple, **122**
  et échelle, 3
  simple couple, **122**
module
  d'allongement transversal des plaques, **98**
  d'incompressibilité, **100**
  d'Young, **96**
  de rigidité, **98**
Moho **129**
moment
  d'inertie principal, **11**
  magnétique, **180**
  sismique, **124**
    CMT, **127**
montage
  CDP (*Commun Depth Point*), **163**
  dipôle, **230**
  ESP (*Expanded Spread Profiling*), **163**
  Schlumberger, **229**
  Wenner, **229**
mouvement
  brownien, 185
  convectif, 134
  de précession, **185**
move out **142**
  normal, **143**
multiparamètre **3**
multiple 147
  interne, **148**
  primaire, **147**
multiplexeur 156

N

nanotesla **180**
nappe phréatique **223**
nivellement 44
NMO **143**, 160
non-unicité **2**
  de l'inversion, **70**
  des sources, **215**
notion
  de tenseur, 95
  de tension, **93**
noyau 134
  terrestre, **132**, 133, 179

O

O – *C* **120**
OBS 174
OBS (*Ocean Bottom Seismeter*) 172
observatoire 185
  magnétique, 185
offset **142**
ohm-seconde par mètre **180**
onde
  conique, **104**, 107, **107**
  de cisaillement, **101**, 102
  de compression, **101**, 102
  de condensation, **101**
  de Love, 112
  de Rayleigh, 112
  de surface, **111**, 126

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

de volume, **101**, 126
directe, 142
longitudinale, **101**
P, **101**
réfléchie, 107
réfractée, **106**
S, **101**
sismique, 108, **111**
transversale, **101**
ondelette **104**
ondes coniques **168**
orbitographie 39
Ørsted 188

P

paléomagnétisme 179, **198**, **201**
paramagnétisme **198**
paramètre
du rai, 108, **108**
et unité, **179**
PCR 160, **164**, **166**
point commun de réflexion, **157**
pédalage **149**
pendage α **144**, 173
pendules **24**
pénétration 149
perméabilité
absolue, 179, **180**
magnétique, 239
relative, **180**
permittivité
diélectrique, 239
relative, 240
pesanteur **7**, 9, 12, 51
physique du globe **1**, 179, 207
plan
auxiliaire, **122**
de faille, **122**
de référence, **160**
nodal, **122**
plusieurs capteurs (sismiques) 142
plusieurs niveaux horizontaux (sismiques) 143
polarisation spontanée **236**
polygône 77, 218
de Talwani, 215
porosité **168**
potentiel 225, 235
de pesanteur, **13**, 36
gravitationnel, **13**
scalaire, 13
préamplificateur 156
précision **6**, 62
des mesures, **5**, 34
première condition d'équilibre **94**
principe
d'Huyghens, **104**, 106
de Fermat, **104**
fondamental de la dynamique, 10
problème
direct, 212, 215
inverse, **232**
produit de convolution 157
profil
de réfraction, 174
directe, **173**
inverse, **173**
sismique vertical (PSV), **163**
vertical, 167
profondeur
de la source, 213
du foyer, **118**, 126
profondeur de pénétration 237
projection stéréographique **124**
prolongement 81, **81**
vers le bas, 81, **219**
vers le haut, 81, **219**
propagation
d'onde électromagnétique plane, 240
d'une onde plane
longitudinale, **100**
transversale, **101**
des ondes sismiques, 93
prospection 141
électrique, **229**
magnétique, **212**
sismique, **141**
prospection électromagnétique 236
pulsation de l'onde 239

Q

quadripôle **227**

R

radar **238**
rai 107
sismique, 103, 104, 108, 132
rapport signal sur bruit **159**
rebond élastique **122**
rebroussement **110**
reconnaissance 63
réduction **51**
au pôle, **219**
réflecteur
horizontal, 141, 142
incliné, 144, 145
réflexion 104, **104**
réfraction 104
des ondes sismiques, **104**

rémanence **180**
rémanente 212
réoccupation 30
repliement du spectre **155**
réponse impulsionnelle 156
résidu **119**
résistance électrique **223**
résistivité **223**, 224, 227
  apparente, **227**, 233
  des terrains, 228
résolution **6**, 62, 149
réverbération **149**
  et pédalage, 149
réversibilité **96**
rhéologie **95**

S

satellite 38
  altimétrique, **36**
Scintrex 29
section à déport constant 241
séisme **116**
  étalon (*master event*), **120**
séparation des sources **77**
simple couple 123
singing **149**
sismique 93
  grand angle, **150**, 162
  marine, 165
  monotrace, 162
  par transmission, **163**, 167
  réflexion, 142, 144, 145, 147, 149
    à terre, **150**
    en mer, **150**
    grand angle, 111
  réfraction, 111, **168**, 169
    à terre, **174**
    en mer, **174**
  verticale, **150**
sismique 3D 164
sismique 4D 167
sismogramme 129
sismologie 93, **111**
skin effect **237**
socle **130**
solénoïde 185
sondage
  électrique, **223**, 228
  magnéto-tellurique, 238
  vertical, **231**
source 141, 150, **150**, 215, 216
  cylindrique horizontale, 73
  ponctuelle, 72
  sismique, **111**, 150, 153
  sphérique, 71
sphère **70**
  focale, **123**
sphéroïde **11**
structure
  de géométrie quelconque, 73
  du globe, 111, **128**, 136
  interne, **7**
surface
  équipotentielle, **15**, 226
  topographique, 55
susceptibilité magnétique **179**
Swarm 188
Système International (SI) **180**
système
  d'enregistrement, 156
  de rejeu, 156
  GPS, **63**
système géodésique 41
  local 42
  mondial 42

T

Talwani **75**
tectonique des plaques **208**
température de Curie **199**
  T_C, 199
temps de propagation 108
tenseur
  d'Eötvös, **36**
  de contrainte, **93**
  de pesanteur, **36**
  des tensions, 95, 96
  du moment, **127**
tension **93**, 94, 101
terrain
  à deux couches, 232, **232**
  à trois couches, **233**
  inhomogène, 228
tesla **180**
Thellier 199
théodolite 184
  amagnétique Zeiss, **184**
théorème de Gauss 79
théorie de l'élasticité **95**
tomographie 163
topographie océanique **36**
traction normale uniforme d'une plaque infinie **97**
traitement **159**
trapps **208**
travail 13
traînée
  de résistivité, **231**
tsunamis 127

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

U

Union Géodésique et Géophysique Internationale (UGGI) 27
unité **12**
  de flux, **180**

V

valeur théorique de la pesanteur 51
variation
  du champ, 189
  temporelle de la pesanteur, 32
variographe **185**
variomètre **185**
  à vanne de flux, **185**
vecteur
  anomalie, 207
  champ, 186
    anomalie, **206**
Vening-Meinesz 67
verticale 15
vibrateur **151**
vibration 113
vibrosismique **152**
Vine et Matthews (1963) **208**
viscosité 132
vitesse
  au point bas du rai, 108
  de l'onde radar, 240
  de la lumière, 240
  de propagation, 93, 112
  des ondes
    de compression P, **102**
    de volume, **102**
volt-seconde (V · s) **180**
  par mètre carré, **180**
voltmètre 226

W

weathered zone ou WZ **170**
weber (Wb) **180**
World Geodetic System 42

Z

zone
  altérée, **170**
  d'ombre, **110**, **148**